

**Entwicklung von Comptondioden zur
Strahlverlustdiagnose am S-DALINAC
und
Untersuchungen thermischer
Laser-Gewebe-Wechselwirkungen am
Freie-Elektronen-Laser**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.-Phys. Bernd Schweizer
aus Erbach/Odenwald

November 2001

Darmstadt
D 17

Referent: Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter

Koreferent: Professor Dr. A. Zilges

Tag der Einreichung: 27. November 2001

Tag der Prüfung: 4. Februar 2002

Abstract

This work is divided into two independent parts. The topic of the first part is the development of Compton diodes for beam-loss diagnosis at the S-DALINAC. The second part deals with investigations and numerical modelling of the laser-tissue interaction at the Darmstadt free-electron laser.

Since the S-DALINAC uses the principle of beam recirculation, almost all parts of the accelerator can be hit by high energetic electrons. This leads to an activation of beam transport components or damages electronic components via the generated bremsstrahlung. Local bremsstrahlung cones caused for instance a breakdown of the electron gun during past beamtimes. Since the construction of a sufficient radiation shielding was not possible in all areas, it was necessary to monitor the radiation level in the accelerator vault. For this reason, so called Compton diodes were developed as bremsstrahlung detectors.

A simulation of the signal generation in a Compton diode with the numerical code FLUKA could already be used in the design phase for the optimization of the detector geometry. Taking into account the specifications for a beam loss diagnosis, compact detectors made of aluminum, PMMA (plexiglas) and lead with the dimensions $162 \times 70 \times 70 \text{ mm}^3$ and an integrated signal converter circuit were built.

The properties of the Compton diode were determined in test measurements at the S-DALINAC. For a given endpoint energy, the signal is directly proportional to the detected bremsstrahlung flux. The measured detector sensitivities are $45.4 \text{ nA per Gy s}^{-1}$ at an energy of $E_0 = 9.4 \text{ MeV}$ of the electrons converted into bremsstrahlung and $3.7 \text{ nA per Gy s}^{-1}$ at $E_0 = 72.0 \text{ MeV}$. The signal strength under side irradiation is only 60% compared to a front irradiation. The measured dependence of the signal strength on the electron energy shows an increase by a factor of 7 between 6.0 MeV and 9.4 MeV. At several locations of the accelerator, electron beam losses in the order of 100 pA can be detected under favourable circumstances. A comparison of the measured signals with the simulations showed an agreement within 33%.

In the bremsstrahlung-diagnosis system at the S-DALINAC, the signals of up to 8 Compton diodes are transferred via BNC cables out of the accelerator vault,

converted into a digital signal with a multiplexer-ADC unit and displayed on a PC in the control room of the accelerator. The universal usability was also demonstrated in measurements at the TESLA test facility (TTF) at DESY and at the Elektronenbeschleuniger hoher Brillanz und geringer Emittanz (ELBE) at Forschungszentrum Rossendorf.

The infrared beam of the Darmstadt FEL at a wavelength of $7.0\ \mu\text{m}$ was used for the ablation of bovine cornea, bovine liver and human cartilage. With macropulse durations between 2 and 8 ms, a macropulse repetition rate of 31 Hz, average laser powers between 7 and 60 mW and a focus diameter of $140\ \mu\text{m}$, ablation cavities with a depth between 39 and $600\ \mu\text{m}$ were generated. A microscopic analysis clearly revealed signs of a thermal interaction process. The ablation depths could be understood from an analytical model.

In order to investigate the influence of a higher and lower absorption coefficient than in the case of the FEL radiation, additional ablations with an Er:YAG laser ($\lambda = 2.94\ \mu\text{m}$) and a Ti:Sa laser ($\lambda = 790\ \text{nm}$) were performed. The Er:YAG ablations show a well defined geometry and a thermal damage zone reduced by a factor of three compared with the FEL ablations. The Ti:Sa laser creates very irregular cavities with a large thermal damage zone.

A three-dimensional numerical simulation of light and heat transport during the ablation showed that the light distribution in the case of strong absorption can be well approximated by the Lambert-Beer law. Also in the case of weak absorption and strong scattering like for the Ti:Sa laser, good agreement with the experimental results were found for the distribution of the heat deposition and the diffuse backscattering.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei unabhängige Teile. Thema des ersten Teils ist die Entwicklung von Comptondioden zur Strahlverlust-Diagnose am S-DALINAC. Der zweite Teil befasst sich mit Untersuchungen der Laser-Gewebe-Wechselwirkung am Darmstädter Freie-Elektronen-Laser und deren numerischer Modellierung.

Durch das Prinzip der Strahlrezirkulation am S-DALINAC können weite Bereiche des Beschleunigers durch hochenergetische Elektronen getroffen werden. Dies führt zu einer Aktivierung von Strahlführungskomponenten oder über die erzeugte Bremsstrahlung zu einer Schädigung elektronischer Bauteile. Lokale Bremsstrahlungskeulen führten in der Vergangenheit u. A. zu Ausfällen der Elektronenkanone. Da der Aufbau einer ausreichenden Abschirmung nicht in allen Bereichen möglich war, ergab sich die Notwendigkeit einer Überwachung des Strahlungsuntergrundes in der Beschleunigerhalle. Zu diesem Zweck wurden so genannte Comptondioden als Bremsstrahlungsdetektoren entwickelt.

Eine Simulation der Signalentstehung in der Comptondiode mit dem numerischen Programm FLUKA konnte bereits in der Designphase zur Optimierung der Detektorgeometrie genutzt werden. Unter Berücksichtigung der Anforderung an eine Strahlverlustdiagnose wurde ein kompakter Detektoraufbau aus den Materialien Aluminium, PMMA (Plexiglas) und Blei mit den Maßen $162 \times 70 \times 70 \text{ mm}^3$ mit integrierter Signalwandlungselektronik realisiert.

Die Eigenschaften der Comptondiode wurden in Testmessungen am S-DALINAC bestimmt. Das Signal ist bei fester Endpunktsenergie direkt proportional zum detektierten Bremsstrahlungsfluss. Die gemessenen Detektorempfindlichkeiten betragen $45.4 \text{ nA pro Gy s}^{-1}$ bei einer Energie von $E_0 = 9.4 \text{ MeV}$ der die Strahlung erzeugenden Elektronen sowie $3.7 \text{ nA pro Gy s}^{-1}$ bei $E_0 = 72.0 \text{ MeV}$. Die Signalgröße beträgt bei seitlicher Bestrahlung nur 60% derer unter Frontalbestrahlung. Die gemessene Abhängigkeit der Signalgröße von der Elektronenenergie zeigt zwischen 6.0 MeV und 9.4 MeV einen Anstieg um einen Faktor 7. In den verschiedenen Bereichen des Beschleunigers können unter günstigen Bedingungen Elektronenstrahlverluste in der Größenordnung von 100 pA detektiert werden. Ein Vergleich der gemessenen Signale mit Simulationen ergab eine Übereinstimmung von besser als 33%.

Beim entwickelten Bremsstrahlungs-Diagnosesystem am S-DALINAC werden die Signale von bis zu 8 Comptondioden über BNC-Kabel aus der Beschleunigerhalle geführt, über eine Multiplexer-ADC-Einheit digitalisiert und auf einem PC im Kontrollraum des Beschleunigers dargestellt. Die universelle Einsetzbarkeit der Comptondioden wurde weiterhin durch Messungen an der TESLA Test-Facility (TTF) am DESY und am Elektronenbeschleuniger hoher Brillanz und geringer Emittanz (ELBE) am Forschungszentrum Rossendorf demonstriert.

Der Infrarotstrahl des Darmstädter FEL wurde für die Ablation von Rindercornea, Rinderleber und menschlichem Knorpel bei einer Wellenlänge von $7.0\ \mu\text{m}$ eingesetzt. Bei Makropulsdauern von 2 bis 8 ms, einer Makropulswiederholrate von 31 Hz und durchschnittlichen Laserleistungen zwischen 7 und 60 mW wurden mit dem auf $140\ \mu\text{m}$ Fokusedurchmesser fokussierten Strahl Ablationskavitäten mit Tiefen zwischen 39 und $600\ \mu\text{m}$ erzeugt. Die mikroskopische Auswertung erbrachte deutliche Belege für einen thermischen Wechselwirkungsmechanismus. Die Ablationstiefen konnten mit einem analytischen Modell verstanden werden.

Um den Einfluss eines höheren und geringeren Absorptionskoeffizienten als im Falle der FEL-Strahlung zu untersuchen, wurden begleitende Ablationen mit einem Er:YAG-Laser ($\lambda = 2.94\ \mu\text{m}$) und einem Ti:Sa-Laser ($\lambda = 790\ \text{nm}$) durchgeführt. Die Er:YAG-Ablationen weisen eine gut definierte Geometrie mit einer um den Faktor 3 geringeren thermischen Schädigungszone als die der FEL-Ablationen auf. Der Ti:Sa-Laser erzeugt ausgefrante Kavitäten mit einer tiefreichenden Schädigungszone.

Eine dreidimensionale, numerische Simulation des Licht- und Wärmetransports während der Ablation zeigte, dass die Lichtverteilung im Falle starker Absorption sehr gut durch das Lambert-Beer-Gesetz genähert werden kann. Auch im Fall geringer Absorption und starker Streuung wie beim Ti:Sa-Laser wurden in der Verteilung des Wärmeeintrags und der diffusen Rückstreuung gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Befunden erzielt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	S-DALINAC und FEL	4
3	Physikalische Grundlagen	8
3.1	Erzeugung von Bremsstrahlung	8
3.2	Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie	11
3.2.1	Photoeffekt	11
3.2.2	Comptoneffekt	12
3.2.3	Paarbildung	13
3.3	Elektromagnetische Schauer	14
4	Alternative Strahlverlust-Diagnosemethoden mittels Bremsstrahlungsnachweis	17
4.1	Anforderungen an ein Strahlverlust-Diagnosesystem	17
4.2	Ionisationskammern	18
4.3	Halbleiterdioden	20
4.4	Szintillatoren mit Photomultipliern	22
4.5	Schlussfolgerungen	23
5	Analytische Behandlung der Comptondiode	25
6	Entwurf und Realisierung der Comptondiode	32
6.1	Wahl der Detektormaterialien	32
6.2	Numerische Simulationen mit FLUKA	33
6.3	Wahl der Detektorgeometrie	35
6.4	Strom-Spannungswandlung und Signalverstärkung	41

7	Messungen	43
7.1	Kalibrationsmessungen am S-DALINAC	43
7.2	Vergleich von Experiment und Theorie	47
7.3	Strahlverlustsystem am S-DALINAC	48
7.4	Einsatz an der TESLA Test-Facility	49
7.5	Messungen an ELBE	55
8	Zusammenfassung und Diskussion	59
9	Laser-Gewebe-Wechselwirkungen	61
9.1	Photochemische Wechselwirkung	63
9.2	Thermische Wechselwirkung	64
9.3	Photoablation	67
9.4	Plasmainduzierte Ablation	67
9.5	Photodisruption	68
10	Experimente zur Laser-Gewebeablation	70
10.1	Methode	70
10.2	Ablation mit dem FEL am S-DALINAC	73
10.3	Ablation mit einem Er:YAG-Laser	79
10.4	Ablation mit einem Titan-Saphir-Laser	80
11	Numerische Modellierung der thermischen Wechselwirkung	83
11.1	Theoretische Grundlagen des Photonentransports	83
11.2	Lösung der Strahlungstransportgleichung	85
11.3	Simulation des Photonentransports mit Monte-Carlo-Methoden	87
11.4	Die ‘Bioheat’-Transportgleichung	91
11.5	Simulation des Wärmetransports mit Monte-Carlo-Methoden	93
11.6	Anwendung der Simulation	97

12 Schlussbemerkungen und Ausblick	103
A Technische Zeichnung der Comptondiode	105
B Schaltung zur Strom-Spannungswandlung und Signal- verstärkung	106
C Übersicht über den optischen und thermischen Simulations- ablauf	108

1 Einleitung

Der supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC verwendet das Prinzip der Strahlrezirkulation, so dass der Energiegewinn im Hauptbeschleuniger mehrfach genutzt werden kann. Hierzu wird der Elektronenstrahl nach dem Austritt aus dem Hauptbeschleuniger nicht direkt in die Experimentierhalle extrahiert, sondern in den so genannten Rezirkulationen bis zu zwei Mal an den Eintritt des Hauptbeschleunigers zurückgeführt. Aufgrund dieses Prinzips besteht die Gefahr, dass strahlungsempfindliche Teile der Anlage, insbesondere die Elektronenkanone, von Bremsstrahlung getroffen werden.

Für die Erzeugung von Bremsstrahlung am S-DALINAC existieren verschiedene Möglichkeiten. Wie in Berechnungen der Strahldynamik [1] gezeigt wurde, sind die Strahlenveloppen in allen Bereichen der Strahlführung kleiner als die freien Querschnitte. Durch ungünstige Beschleunigereinstellung können allerdings die Außenbereiche des Strahls mit Teilen der Strahlrohrwandung oder Iriden der Beschleunigungsstrukturen kollidieren. Gegenwärtig wird das Auftreten einer Elektronenemission aus Struktur 11 des Hauptbeschleunigers untersucht, die ebenfalls mit der Erzeugung von Licht und Bremsstrahlung einhergeht. In einer Strahlzeit im Jahr 1999 kam es durch Bremsstrahlungseinwirkung wiederholt zu Ausfällen der Elektronenkanone. Hierbei wurden in Folienkondensatoren, die in einem Spannungsteiler zur Messung der Kanonenspannung eingebaut sind, Kriechströme induziert, die eine Fehlmessung der Spannung zur Folge hatten. In Dosismessungen in der Beschleunigerhalle zeigte sich, dass große lokale Änderungen des Bremsstrahlungsflusses bereits durch geringe Strahlverluste möglich sind, ohne dass dies in der Transmission des Elektronenstrahls durch die Maschine ersichtlich ist. Folglich war eine Erfassung des Bremsstrahlungsuntergrundes in der Beschleunigerhalle an mehreren lokalen Messstellen notwendig. Das Detektionssystem musste im gesamten Energiebereich des S-DALINAC einsetzbar sein und für den Dauereinsatz unter Strahlbedingungen konzipiert sein.

Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich deshalb mit der Entwicklung eines Diagnosesystems zur Detektion von Bremsstrahlung am S-DALINAC. Hierzu wurde ein geeignetes Detektionsprinzip ausgewählt, bei dem durch Bestrahlung einer Schichtanordnung aus verschiedenen Materialien mit hochenergetischen Photonen ein Stromfluss erzeugt wird. Unter Ausnutzung dieses Prinzips wur-

den Detektoreinheiten, so genannte Comptondioden, entwickelt. Eine numerische Modellierung der Comptondioden im Monte-Carlo-Programm FLUKA zur konsistenten Beschreibung der Detektorsignale wurde als Designhilfe eingesetzt. Da mit den Comptondioden ein zuverlässiges, robustes und flexibles Diagnosewerkzeug vorliegt, konnten damit auch interessante Anwendungen sowohl an den Experimentierplätzen des S-DALINAC als auch an externen Beschleunigern realisiert werden. An der TESLA Test Facility (TTF) am DESY in Hamburg wurde die Emission von Dunkelstrom in einer Beschleunigungsstruktur anhand der erzeugten Bremsstrahlung untersucht. Am Elektronenbeschleuniger hoher Brillanz und geringer Emittanz (ELBE) im Forschungszentrum Rossendorf wurde die Einsatzfähigkeit der Comptondioden als Detektoren für ein Notabschaltsystem des Beschleunigers demonstriert.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden Untersuchungen zur Laser-Gewebe-Wechselwirkung am Freie-Elektronen-Laser (FEL) des S-DALINAC durchgeführt. Laserstrahlung hat in den letzten zwei Jahrzehnten viele neue Anwendungsfelder in der medizinischen Diagnostik und Therapie erobert. Während sich hierbei ultraviolette und sichtbare Laserstrahlung bereits in der Anwendung etabliert hat, sind durch die Entwicklung von FELs als durchstimbare und leistungsstarke Laserquellen im Infraroten mit hohen Repetitionsraten neue Werkzeuge zur Gewebearbeitung hinzugekommen. Insbesondere bei der Abtragung, der so genannten Ablation, von biologischen Weichgeweben mit einem hohem Wassergehalt ergeben sich sinnvolle Anwendungen, da Wassermoleküle Absorptionsmaxima im Infrarotbereich besitzen. Dies garantiert einen eng lokalisierten Energieübertrag vom Laser auf das Gewebe. Im Rahmen der Arbeit wurden Ablationsexperimente mit dem FEL sowie mit einem Er:YAG- und einem Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa) durchgeführt, um den Einfluss des Absorptions- und Streukoeffizienten auf das Ablationsergebnis zu studieren. Mit mikroskopischen Methoden konnten die Abtragungseffizienz und das Ausmaß der thermischen Schädigung des umliegenden Gewebes ausgewertet werden. Um eine Analyse von experimentell nicht zugänglichen Größen wie der Laserstrahlungsverteilung innerhalb des Gewebes sowie der Dynamik der Wärmeverteilungen während der Wechselwirkung zu ermöglichen, wurde eine numerische Modellierung des Lichttransportes und der Wärmeausbreitung in Gewebe zur Beschreibung des Ablationsprozesses entwickelt. Durch Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen konnte ein Einblick in die opti-

schen und thermischen Vorgänge während der Laserbestrahlung gewonnen werden. Eine solche Simulation könnte als Grundlage für ein Dosimetriesystem für thermische Laser-Gewebewechselwirkungen dienen.

In Kap. 2 der vorliegenden Arbeit werden der Beschleuniger S-DALINAC und der Freie-Elektronen-Laser vorgestellt, die die zentralen Einrichtungen für beide Teile der Arbeit darstellen. Kapitel 3 fasst die für die weitere Darstellung wesentlichen Grundlagen der Entstehung und Wechselwirkung von Bremsstrahlung zusammen. Im folgenden Kapitel werden drei verbreitete Methoden der Photonen-detektion vorgestellt und ihre Eignung für die Strahlverlustdiagnose diskutiert. Kapitel 5 befasst sich mit der analytischen Beschreibung der Signalerzeugung in einer Comptondiode. In Kap. 6 wird die Wahl der Detektormaterialien und der geometrischen Abmessung der Comptondiode erläutert. Hierbei wird sowohl auf Ergebnisse aus der analytischen Theorie als auch auf numerische Simulationen mit FLUKA zurückgegriffen. Die Beschreibung des Detektordesigns wird durch die Vorstellung der Signalwandlungsschaltung komplettiert, die in das Gehäuse der Comptondiode integriert ist. Kapitel 7 beschreibt die Kalibrationsmessungen sowie experimentelle Anwendungen am S-DALINAC, an der TESLA Test Facility und an ELBE, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Der erste Teil schließt mit einer Zusammenfassung und Diskussion.

Der zweite Teil der Arbeit beginnt mit einer Darstellung der verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen zwischen Laser und biologischem Gewebe in Kap. 9. Darauf folgt die Beschreibung der durchgeführten Laser-Gewebe-Abtragungsexperimente sowie der Ergebnisse. Kapitel 11 zeigt die Entwicklung einer geeigneten optischen und thermischen Simulation auf, die den Licht- und Wärmetransport im thermischen Wechselwirkungsmodell beschreibt. Als Anwendung der Simulation werden FEL- und Ti:Sa-Bestrahlung von Weichgewebe modelliert und die Ergebnisse mit den experimentellen Befunden verglichen. Die Schlussbemerkungen und der Ausblick in Kap. 12 beenden den zweiten Teil der Arbeit.

2 S–DALINAC und FEL

Der supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger S–DALINAC [2,3] ist seit 1991 am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt in Betrieb. Er steht für Untersuchungen auf den Gebieten der Kern- und Strahlungsphysik sowie seit 1996 als Treiber für einen Infrarot-FEL [4,5] zur Verfügung. Durch die Verwendung supraleitender Hochfrequenzbeschleunigung und zweifacher Strahlrezirkulation wird für Experimente ein kontinuierlicher Elektronenstrahl von kleiner Emittanz ($\epsilon_n = 3 \pi \text{ mm mrad}$) und geringer Energieunschärfe $((\Delta E/E)_{RMS} = 6 \cdot 10^{-4})$ im Energiebereich zwischen 2.5 und 100 MeV erzeugt. In einem getakteten Hochfrequenzbetrieb mit einem Tastverhältnis von 33% wurden Strahlenergien bis 120 MeV erreicht.

In Abb. 2.1 ist ein Überblick über den Beschleuniger S–DALINAC und die angeschlossenen Experimente gegeben. Von einer thermischen Kathode wird ein Gleichstrom emittiert, der in einer elektrostatischen Beschleunigungssektion auf 250 keV kinetische Energie vorbeschleunigt wird. Eine Chopper-Prebuncher-Sektion, die aus normalleitenden Hochfrequenzresonatoren besteht, prägt dem Elektronenstrahl die für die nachfolgende Hochfrequenzbeschleunigung notwendige 3 GHz-Zeitstruktur auf. Am Eintritt in den Injektorbeschleuniger liegen somit etwa 5 ps lange Elektronenbunche mit einem Abstand von 333 ps und einem mittleren Strahlstrom von bis zu $60 \mu\text{A}$ vor. Der Injektor besteht aus einer zweizelligen Einfangstruktur sowie einer fünf- und zwei zwanzigzelligen Beschleunigungsstrukturen mit einer Betriebsfrequenz von 3 GHz. Diese supraleitenden Strukturen sind aus Niob gefertigt und werden in flüssigem Helium auf eine Temperatur von 2 K gekühlt [6]. Der Injektor beschleunigt den Strahl auf Energien bis zu 10 MeV. In Geradeausrichtung kann der Elektronenstrahl in einen Messplatz [7] für (γ, γ') -Experimente [8], (γ, n) -Experimente [9] sowie für Experimente zur Channelingstrahlung und parametrischen Röntgenstrahlung [10,11] eintreten. Alternativ kann er über einen 180° -Bogen in den supraleitenden Hauptbeschleuniger eingeschossen werden. Dieser besteht aus 8 zwanzigzelligen Strukturen und ermöglicht einen Energiegewinn von maximal 40 MeV. Um die Strahlenergie weiter zu erhöhen, kann der Elektronenstrahl eine oder zwei Rezirkulationen durchlaufen. Somit stehen am Beschleunigeraustritt Elektronen mit Energien bis zu 130 MeV zur Verfügung. Diese werden in der Experimentierhalle für Elektronen-

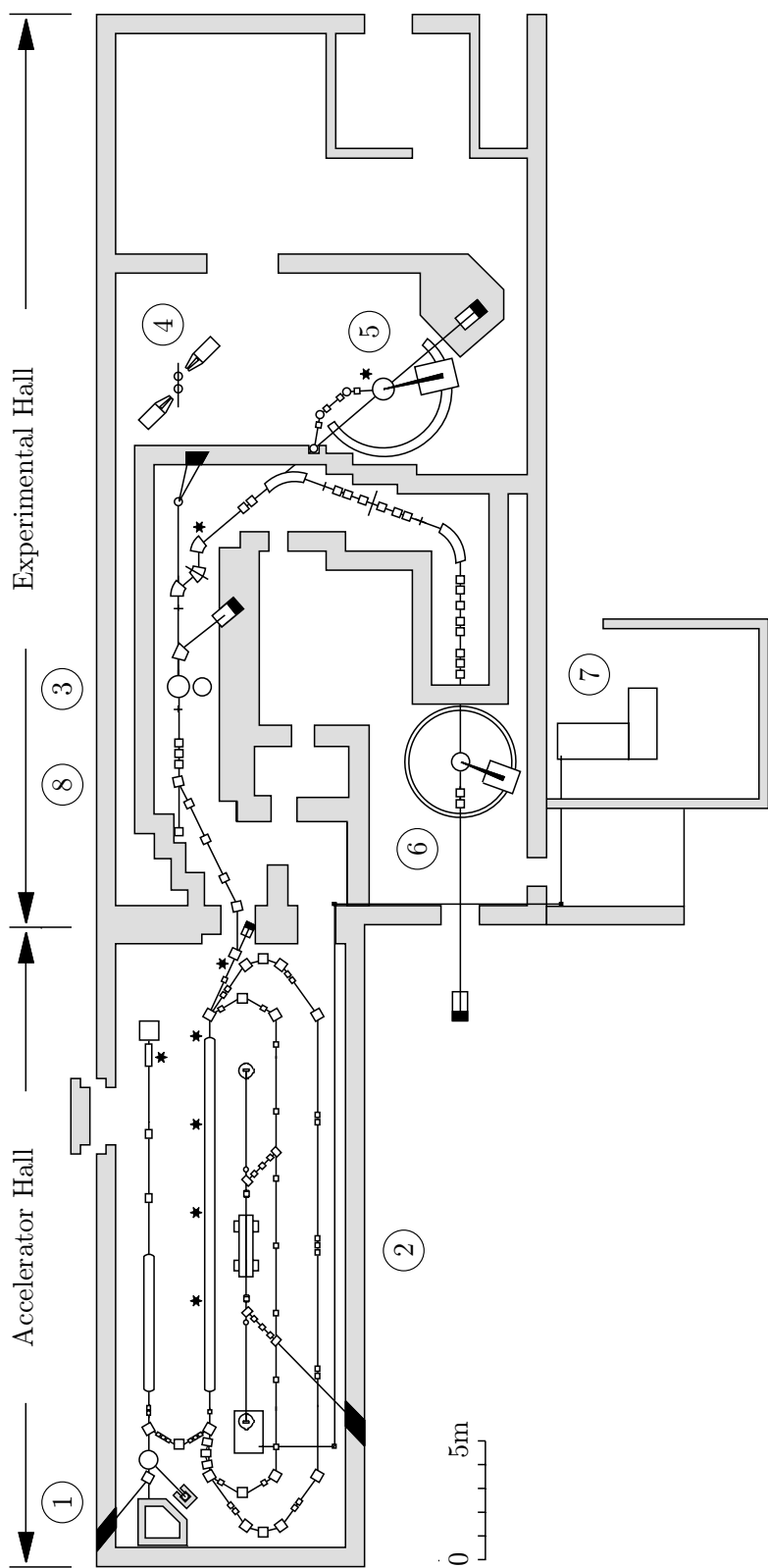


Abb. 2.1: S-DALINAC mit Experimentierplätzen: ① Niederenergie-Channelling (LEC), Parametrische Röntgenstrahlung (PXR) und Kernresonanzfluoreszenz (γ, γ'); ② Undulator und optischer Resonator des Freie-Elektronen-Lasers (FEL); ③ Hochenergie-Channelling (HEC) und PXR; ④ Comptonstreuung am Nukleon; ⑤ QCLAM-Spektrometer zur inklusiven (e, e') und exklusiven ($e, e'x$) Elektronenstreuung sowie Bypass-System zur Elektronenstreuung unter 180° ; ⑥ Magic-Angle Spektrometer mit Energieverlust-System; ⑦ Optisches Labor des Freie-Elektronen-Lasers, ⑧ Strahlfänger E1F1 im Extraktionsbereich. Sterne geben die Position der Comptondioden für das Bremsstrahlungs-Diagnosesystem an.

streuexperimente in zwei hochauflösenden Spektrometern, für strahlungsphysikalische Experimente am Hochenergiemessplatz sowie für ein sich noch im Aufbau befindliches Experiment zur Polarisierbarkeit des Nukleons genutzt.

In einem Bypass zur ersten Rezirkulation befindet sich der FEL-Aufbau. Ein Elektronenstrahl mit einer Energie zwischen 25 und 50 MeV tritt in einen 2.6 m langen Undulator ein. Dieser besteht aus 80 Perioden der Länge 3.2 cm und weist eine variable Gapweite zwischen 16 und 25 mm auf. Die emittierten Photonenpulse werden in einem 15 m langen optischen Resonator, bestehend aus zwei Hohlspiegeln mit Reflektivitäten von 99.0% und 99.8%, gespeichert und zur Wechselwirkung mit nachfolgenden Elektronenbunchen gebracht. Hierdurch findet ein Verstärkungsprozess der optischen Strahlung statt, so dass ein infraroter Laserstrahl mit Wellenlängen zwischen 3 und 10 μm erzeugt wird. Die Änderung der Laserwellenlänge kann über eine Variation des Undulatorgaps oder der Elektronenenergie erzeugt werden. Der Laserstrahl wird durch den Spiegel auf der Downstreamseite des FEL ausgekoppelt und über ein Transportsystem in das circa 50 m entfernte optische Labor gelenkt, wo er beispielsweise für Experimente zur Laser-Gewebe-Wechselwirkung im Infrarotbereich oder in einem Experiment zur parametrischen Laserverstärkung [12] eingesetzt werden kann.

Da die Verstärkung der optischen Pulse im Resonator vom Spitzenstrom der Elektronenbunche im Undulator abhängt, war die Einführung eines subharmonischen 10 MHz-Injektionsmodus [13] für den S-DALINAC notwendig. Hierbei wird nur jede dreihundertste Hochfrequenzwelle mit einem Elektronenbunch belegt, dafür allerdings mit einer erhöhten Bunchladung. Die bei einer Bunchlänge [14] von circa 2 ps erreichbaren Spitzenströme von 2.7 A führen zu einer maximalen Kleinsignalverstärkung des FEL von 4% bis 5%. Die Zeitstruktur des Laserlichtes folgt der des Elektronenstrahls. Daher können sehr kurze Laserpulse mit Pulsdauern von etwa 2 ps, die so genannten Mikropulse, erzeugt werden. Aufgrund der Verwendung von Supraleitung bei der Elektronenbeschleunigung kann eine kontinuierliche Folge von Mikropulsen mit einem zeitlichen Abstand von 100 ns im Dauerstrichbetrieb erzeugt werden. Durch eine zusätzliche Pulsung der Elektronenkanone können auch Pulsfolgen von Mikropulsen mit frei wählbarer Dauer, so genannte Makropulse, emittiert werden. Eine Einkopplung einzelner Lasermikropulse in Experimente ist aufgrund der Anschwingdauer des FEL nur durch den Einsatz eines schnellen optischen Schalters wie z. B. eines akusto-optischen

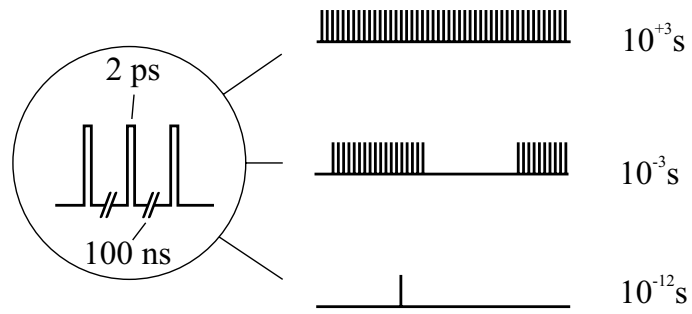


Abb. 2.2: Schematischer Überblick über die Zeitstrukturen des FEL. Links 2 ps lange Mikropulse mit einer Repetitionsrate von 10 MHz, rechts die möglichen makroskopischen Zeitstrukturen mit einer typischen Zeitskala.

Modulators möglich. In Abb. 2.2 sind im linken Teil schematisch die Mikropulszeitstruktur und im rechten Teil die möglichen makroskopischen Zeitstrukturen mit einer typischen Zeitskala illustriert.

TEIL I: Entwicklung von Comptondioden zur Strahlverlustdiagnose am S-DALINAC

3 Physikalische Grundlagen

Für die Konzeption von Strahlungsdetektoren ist das Verständnis der beteiligten Wechselwirkungsprozesse von grundlegender Bedeutung. Bei der vorliegenden Strahlverlustdiagnose wird Bremsstrahlung detektiert, die durch Kollision von Teilen des Elektronenstrahls mit der Strahlrohrwandung erzeugt wird. Die Bremsstrahlung wird über verschiedene Wechselwirkungen mit den Materialien der Comptondiode nachgewiesen. Daher sollen hier kurz die für die nachfolgenden Kapitel benötigten Grundlagen der Erzeugung von Bremsstrahlung sowie deren Wechselwirkung mit Materie dargestellt werden.

3.1 Erzeugung von Bremsstrahlung

Tritt ein hochenergetisches Elektron in Materie ein, so erfährt es Energieverluste durch zwei Prozesse, Kollisionsprozesse und Bremsstrahlungsprozesse. Der Energieverlust pro Pfadlänge des Elektrons, auch spezifischer Energieverlust genannt, kann damit folgendermaßen dargestellt werden:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{koll} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{brems} \quad (3.1)$$

Beim Kollisionsprozess überträgt das Elektron einen Teil seiner Energie auf ein Hüllenelektron eines Atoms des umgebenden Materials. Hierbei kann nun eine Anregung der Atomhülle stattfinden, bei der das gestoßene Elektron in einen höheren Energiezustand versetzt wird. Reicht die übertragene Energie aus, um das gestoßene Elektron vollständig aus der Atomhülle zu entfernen, liegt Ionisation vor. Der spezifische Energieverlust wird dabei mittels der Bethe-Bloch-Formel für schnelle Elektronen [15] beschrieben:

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{koll} = 4\pi \rho N_0 \frac{Z}{A} r_e^2 m_0 c^2 \left[\ln \left(\frac{2 m_0 v^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

Hierbei sind m_0 und v die Ruhemasse und Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons, $r_e = 2.9$ fm der klassische Elektronenradius, c die Lichtgeschwindigkeit, N_0 die Avogadrokonstante, Z und A die Kernladungs- und Massenzahl der Absorberatome, ρ die Dichte, I das Anregungs- und Ionisierungspotenzial des Absorbermaterials und $\beta = v/c$.

Die Abstrahlung elektromagnetischer Energie durch ein beschleunigtes, geladenes Teilchen der Ruhemasse m_0 ist proportional zu $1/m_0^2$. Daher spielt der Energieverlust durch Strahlungsprozesse nur für leichte geladene Teilchen, also Elektronen und Positronen, eine Rolle. Das primäre Elektron wird am Coulombfeld des Atomkerns gestreut, erfährt somit eine Beschleunigung und emittiert elektromagnetische Strahlung. Der spezifische Energieverlust durch Strahlungsprozesse ist für ein relativistisches Elektron durch folgende Formel gegeben [15]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = 4\rho\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (3.3)$$

Hierbei ist $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und E die Elektronenenergie. Ein Primärelektron durchläuft beim Durchgang durch Materie eine ganze Reihe von Kollisions- und Strahlungsprozessen, die statistisch aufeinander folgen. Das resultierende Strahlungsspektrum beim Durchgang eines Elektronenstrahles durch Materie wird als Bremsstrahlungsspektrum bezeichnet. Ein mit dem in Kap. 6 näher beschriebenen Monte-Carlo-Programm FLUKA simuliertes Spektrum für monoenergetische Elektronen der Energie $E_0 = 72$ MeV nach Durchgang durch 50 mm Edelstahl ist in Abb. 3.1 gezeigt. Dieser Fall entspricht der Kollision des Elektronenstrahls für ein aktuelles Experiment am QCLAM-Spektrometer unter einem Winkel von etwa 2° mit der 2 mm dicken Strahlrohrwandung. Es ergibt sich ein Kontinuum an Photonenenergien bis hinauf zu $E_{max} = E_0$, der so genannten Endpunktsenergie des Spektrums. Im Spektrum dominieren die niederenergetischen Photonen; die mittlere Photonenenergie ist somit viel kleiner als E_{max} .

Der Vergleich des spezifischen Energieverlusts eines Elektrons aufgrund von Kollisionsvorgängen mit dem durch Strahlungsprozesse verursachten zeigt, dass für niedrige Elektronenenergien mehr Energie über Ionisation und Anregung, für hohe Elektronenenergien hingegen mehr über Strahlung abgegeben wird. Diejenige Energie, bei der beide Beiträge gerade gleich sind, bezeichnet man als kritische

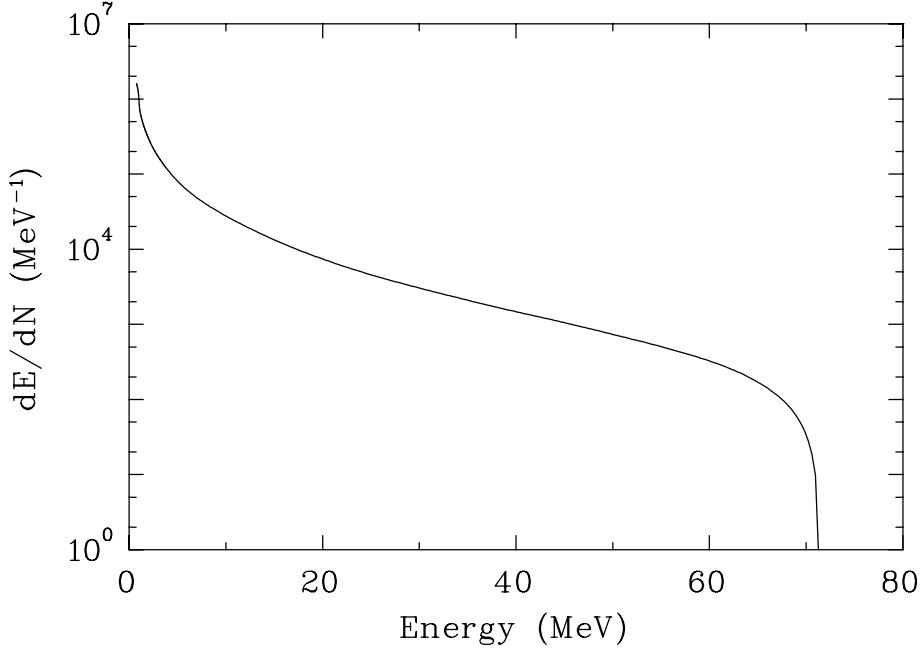


Abb. 3.1: Simuliertes Bremsstrahlungsspektrum nach Abbremsung von 10^6 Elektronen der Energie 72 MeV in 50 mm Edelstahl. Die gezeigte Kurve ist eine Splineapproximation der Simulationsergebnisse.

Energie E_{krit} . Die kritische Energie hängt nur vom bremsenden Material ab und kann näherungsweise über folgende Formel berechnet werden [16]:

$$E_{krit} \simeq \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (3.4)$$

Eine weitere wichtige Größe bei der Behandlung von Bremsstrahlung stellt die so genannte Strahlungslänge L_{rad} dar. Sie ist definiert als die Strecke im Material, innerhalb derer sich die Energie der Elektronen auf den Bruchteil $1/e$ verringert. Die Wirkung zweier Absorbermaterialien auf einen Elektronenstrahl hinsichtlich der Strahlungsverluste ist ähnlich, wenn sich ihre Dicken zueinander verhalten wie ihre Strahlungslängen. Die Strahlungslänge für ein Material der Kernladungszahl Z , der Massenzahl A und der Dichte ρ kann durch folgende Formel genähert werden [16]:

$$L_{rad} \simeq \frac{716.4 \text{ g/cm}^2 A}{\rho Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.5)$$

Die Reichweite R_e von Elektronen in Materie kann aus der Transmissionskurve als Funktion der Absorberdicke ermittelt werden. Diese Kurve startet beim Transmissionswert 1, beginnt aber bereits bei geringen Absorberdicken abzufallen, da

ein Elektron schon bei einem einzigen Wechselwirkungsprozess so viel Energie verlieren kann, dass es aus dem transmittierten Strahl verloren geht. Durch Extrapolation des linear abfallenden Teils der Transmissionskurve zum Transmissionswert 0 bestimmt man den Wert für R_e . Als Faustformel zur Abschätzung von R_e kann ein mittlerer Energieverlust von $1.4 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ angenommen werden.

3.2 Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie unterscheidet sich wesentlich von der geladener Teilchen. Da aufgrund der fehlenden elektrischen Ladung von Photonen keine inelastischen Kollisionen mit Elektronen des Absorbermaterials möglich sind, ist das Durchdringungsvermögen von Photonen viel höher als das von geladenen Teilchen. Bei der Wechselwirkung von Bremsstrahlungsphotonen mit den Atomen des Absorbermaterials sind unter den möglichen Wechselwirkungsarten die Effekte Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung von großer Bedeutung.

3.2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Photon der Energie $h\nu$ in der Elektronenhülle eines Absorberatoms absorbiert und dabei ein Elektron aus der Hülle ausgelöst. Dieses so genannte Photoelektron besitzt die kinetische Energie

$$E_{kin} = h\nu - E_B, \quad (3.6)$$

wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons in der Atomhülle darstellt. Der Photoeffekt ist der dominante Prozess für Photonen mit Energien bis zu einigen hundert keV. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} gehorcht näherungsweise folgender Beziehung [17]:

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (3.7)$$

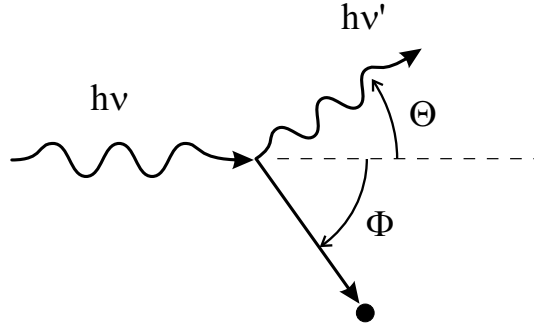


Abb. 3.2: Kinematik des Comptoneffekts.

Der Exponent n variiert zwischen 4 und 5 über dem relevanten Energiebereich. Die starke Abhängigkeit von Z ist der Grund für die Wahl von Abschirmmaterialien mit hohem Z . Der Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} weist bei gewissen Energien Sprünge auf. Diese treten dann auf, wenn die Photonenenergie gerade ausreicht, um zusätzlich Photoelektronen aus einer höheren Energieschale der Atomhülle auszulösen.

3.2.2 Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt stößt ein Photon der Energie $h\nu$ elastisch mit einem Elektron im Absorbermaterial. Dabei wird, wie in Abb. 3.2 gezeigt, das Photon unter einem Winkel Θ relativ zu seiner ursprünglichen Richtung mit der Energie $h\nu'$ gestreut. Das Elektron erhält hierbei einen Rückstoss unter dem Winkel Φ . Unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung lässt sich folgende Beziehung für die Energie des gestreuten Photons $h\nu'$ ermitteln:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \Theta)} \quad (3.8)$$

Hierbei ist $\gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ und m_0 die Ruhemasse des Elektrons.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der gestreuten Photonen beim Comptonprozess an einem einzelnen Elektron ist durch die Klein-Nishina-Formel [16] gegeben:

$$\frac{d\sigma_{Compton}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \Theta)]^2} \left(1 + \cos^2 \Theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos \Theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \Theta)} \right) \quad (3.9)$$

Der Ausdruck für den totalen Comptonwirkungsquerschnitt pro Atom kann durch Integration über alle Raumwinkelemente erhalten werden:

$$\sigma_{Compton} = 2\pi Z r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\} \quad (3.10)$$

Da die Streuwahrscheinlichkeit von der Anzahl der als Streupartner zur Verfügung stehenden Elektronen abhängt, skaliert der Wirkungsquerschnitt pro Atom mit der Kernladungszahl Z . Der totale Comptonwirkungsquerschnitt $\sigma_{Compton}$ kann in zwei Anteile zerlegt werden, den Comptonstreuquerschnitt σ^s und den Comptonabsorptionsquerschnitt σ^a mit $\sigma_{Compton} = \sigma^s + \sigma^a$. Hierbei beschreibt σ^s den mittleren Anteil der primären Photonenenergie, die auf das gestreute Photon übertragen wird, während σ^a den mittleren Anteil der Energie angibt, die auf das gestoßene Elektron übertragen wird. Da diese Elektronen zumeist im Material gestoppt werden, ist dieses auch der durch den Comptonprozess im Material deponierte Anteil der Photonenenergie.

3.2.3 Paarbildung

Sobald die Photonenenergie das Doppelte der Ruheenergie $m_0 c^2$ des Elektrons übersteigt, ist der Prozess der Umwandlung des Photons in ein Elektron und ein Positron möglich. Um gleichzeitig Energie- und Impulserhaltung erfüllen zu können, ist dieser Vorgang nur in der Nähe eines Atoms möglich, das am Impulsaustausch beteiligt ist. Das erzeugte Positron wird im Material gebremst und zerfällt schließlich durch Vernichtung mit einem Elektron in zwei Photonen. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Paar} ist etwa proportional zu Z^2 des Absorbermaterials und steigt mit zunehmender Photonenenergie stark an. Dies macht den Paarbildungsprozess für Photonenenergien ab einigen MeV zur dominierenden Wechselwirkung.

Der atomare Wirkungsquerschnitt σ hängt mit dem Massenabschwächungskoeffizient μ/ρ für ein Material der Massendichte ρ und der Anzahldichte der Absorberatome n über die Beziehung $\mu/\rho = \sigma n/\rho$ zusammen. Die Abhängigkeit der verschiedenen Massenabschwächungskoeffizienten ist in Abb. 3.3 für das Absor-

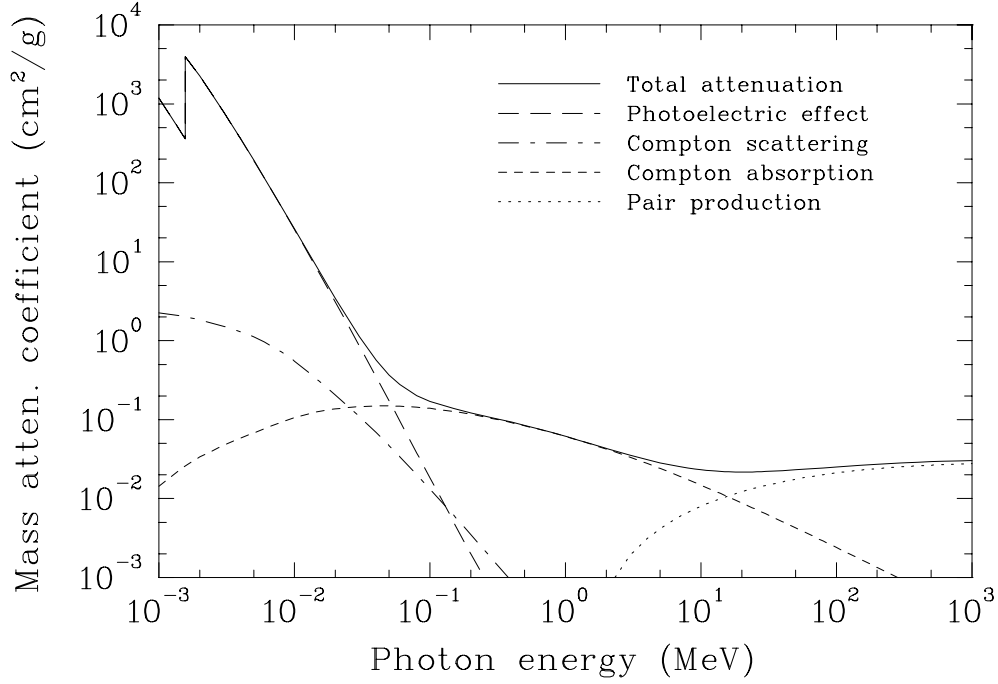


Abb. 3.3: Massenschwächungskoeffizienten für Aluminium als Funktion der Photonenenergie [18].

bermaterial Aluminium als Funktion der Energie des Primärphotons dargestellt.

3.3 Elektromagnetische Schauer

Eine Konsequenz aus der Abfolge von Prozessen, in denen Photonen im wesentlichen hochenergetische Elektronen erzeugen und diese wiederum in Bremsstrahlungsprozessen weitere Photonen, ist die Ausbildung eines so genannten elektromagnetischen Schauers im Absorbermaterial. Dabei wächst die Anzahl der beteiligten Photonen, Elektronen und Positronen so lange lawinenartig an, wie die mittlere Energie der Teilchen größer als die kritische Energie ist. Wurden entsprechend viele Teilchen generiert, so dass die Energie eines einzelnen Teilchens kleiner ist als die kritische Energie E_{krit} des Absorbers, kommt das Wachstum der Teilchenzahl zum Erliegen. Die Elektronen und Positronen übertragen dann ihre Energie im wesentlichen durch Stossprozesse auf den Absorber, und der elek-

elektromagnetische Schauer läuft sich aus. Eine grobe Abschätzung der maximalen Teilchenzahl im Schauer kann durch folgendes einfaches Modell vorgenommen werden: Trifft ein primäres Photon der Energie E_γ auf den Absorber, wird es im Mittel nach einer Strahlungslänge in ein Elektron-Positron-Paar mit einer Energie von jeweils etwa $E_\gamma/2$ zerfallen. Diese werden nach einer weiteren Strahlungslänge einen Bremsstrahlungsprozess durchführen und dabei jeweils etwa die Hälfte ihrer Energie, also $E_\gamma/4$, auf das Photon übertragen. Diese Kette setzt sich fort und erzeugt im Mittel nach k Strahlungslängen 2^k Teilchen der Energie $E_\gamma/(2^k)$. Unter der Annahme, dass die Lawine bei Unterschreiten der kritischen Energie abrupt stoppt, kann man die Maximalzahl der erzeugten Teilchen zu $N = E_\gamma/E_{krit}$ abschätzen. Für die Eindringtiefe des elektromagnetischen Schauers erhält man hieraus

$$L = k_{max} \cdot L_{rad} = \frac{\ln \frac{E_\gamma}{E_{krit}}}{\ln 2} \cdot L_{rad} \quad (3.11)$$

In der Realität läuft der Schauer tiefer in das Material hinein und endet nicht exakt bei Unterschreiten der kritischen Energie. Abbildung 3.4 zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation für 10^5 monoenergetische Photonen der Energie

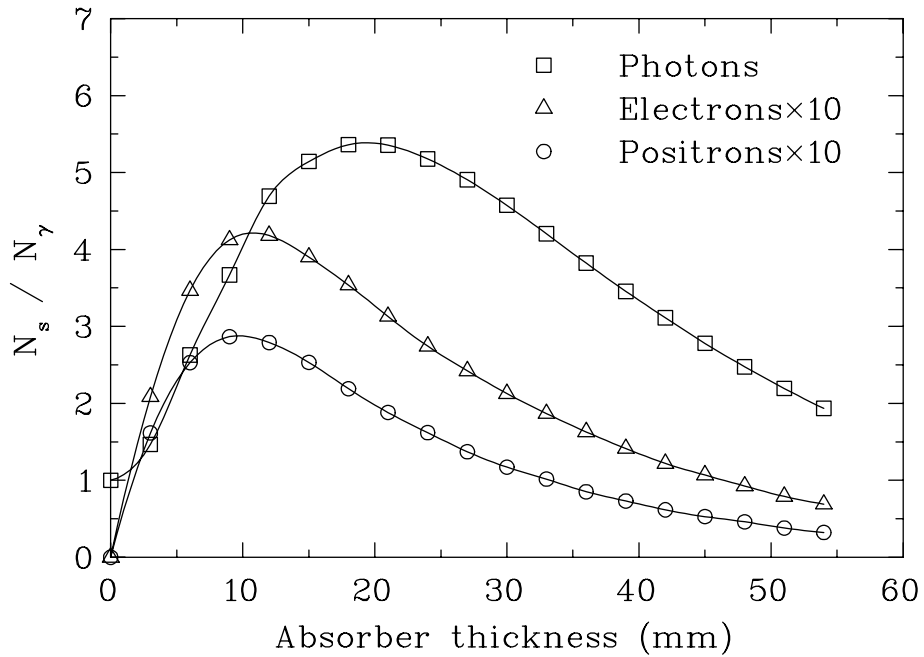


Abb. 3.4: Simulierte Anzahl von Sekundärteilchen pro Primärphoton eines elektromagnetischen Schauers in Aluminium. Die simulierten Werte sind durch Symbole gekennzeichnet, die durchgezogenen Linien sind Splineinterpolationen durch die Simulationsergebnisse.

$E_\gamma = 130$ MeV, die gerichtet in einen Aluminiumblock eindringen. Dreiecke repräsentieren hierbei die Anzahl von Elektronen, welche Grenzflächen senkrecht zur Strahlrichtung im Aluminium durchdringen, Quadrate und Kreise zeigen die entsprechenden Photonen- und Positronenzahlen. Die Werte wurden auf ein Primärphoton normiert.

Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers kann mit dem Molière-Radius R_M [16] beschrieben werden. Er ist definiert als

$$R_M = L_{rad} \cdot \frac{E_S}{E_{krit}} \quad (3.12)$$

mit $E_S = m_0 c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2$ MeV. Ein Zylinder mit Radius R_M um die Strahlachse enthält mehr als 90% aller Teilchen des Schauers.

4 Alternative Strahlverlust-Diagnosemethoden mittels Bremsstrahlungsnachweis

Beim Betrieb des S-DALINAC kann es durch die in Kap. 1 genannten Umstände zur Erzeugung von Bremsstrahlung kommen. Aus zwei Gründen ist eine Überwachung des Bremsstrahlungsuntergrundes in der Beschleunigerhalle wichtig: Erstens zeigen hohe Bremsstrahlungsflüsse Stellen kritischer Strahlgröße auf, zweitens können verschiedene elektronische Bauteile und Teile des Vakuumsystems durch die Einwirkung von Elektronen oder Bremsstrahlung Schaden nehmen.

Ein Strahlverlust-Diagnosesystem muss eine Reihe von Anforderungen erfüllen, die im nächsten Abschnitt näher erläutert werden. In den folgenden Abschnitten werden alternative, verbreitete Methoden des Bremsstrahlungsnachweises vorgestellt. Die Ergebnisse von Vergleichsmessungen mit einer Ionisationskammer und einer PIN-Diode zur Comptondiode werden vorgestellt und eine Beurteilung der verschiedenen Methoden angestellt.

4.1 Anforderungen an ein Strahlverlust-Diagnosesystem

Für ein Strahlverlust-Diagnosesystem am S-DALINAC ergeben sich folgende Anforderungen:

- Das Diagnosesystem muss mehrere lokale Messstellen beinhalten, damit sich ein Strahlverlust bei der Einstellung des Elektronenstrahls sinnvoll lokalisieren lässt. Zudem müssen empfindliche Bereiche des Beschleunigers wie z. B. die Elektronenkanone mit einem eigenen Strahlungsdetektor ausgestattet werden.
- Das Diagnosesystem sollte möglichst einfach im mechanischen und elektronischen Aufbau sein, so dass eine hohe Zuverlässigkeit bei geringem Wartungsaufwand erzielt werden kann.

- Die Detektoren des Diagnosesystems müssen für den Dauereinsatz unter den Bestrahlungsbedingungen nahe an der Strahlführung geeignet sein.
- Die Kosten für eine Detektoreinheit sollten möglichst gering sein, so dass die Realisierung von genügend vielen Detektoren möglich ist. Hierbei spielt vor allen Dingen die Wahl der Materialien sowie der geometrische Aufbau eine Rolle.
- Die Signalausgabe der Detektoren sollte so gestaltet sein, dass auf bereits vorhandene Signalleitungen am S-DALINAC zurückgegriffen werden kann. Dies erhöht die Flexibilität und erleichtert den Einsatz der Detektoren in verschiedenen Bereichen der Anlage wie Strahlführung oder Experimentierplätzen.

4.2 Ionisationskammern

Der Bremsstrahlungsnachweis in Ionisationskammern beruht auf dem direkten Nachweis der von hochenergetischen Photonen erzeugten freien Ladungsträger in einem Zählgas. Der schematische Aufbau ist in Abb. 4.1 gezeigt und besteht aus einem elektrisch leitenden Behälter, welcher mit einem Gas gefüllt ist. Im Inneren befindet sich eine Elektrode, die auf einer positiven Spannung V_0 liegt und gegen die Behälterwand elektrisch isoliert ist. Passieren Bremsstrahlungsphotonen den Gasraum, erzeugen sie freie Elektronen und positive Ionen im Gas. Die Elektronen bewegen sich unter dem Einfluss der Spannung V_0 zur Mittelelektrode, die positiven Ionen zur Behälterwand. Der Stromfluss auf die Mittelelektrode wird als elektrisches Signal der Ionisationskammer geeignet verstärkt und dargestellt. Wird die Spannung V_0 sehr niedrig gewählt, so kann ein Teil der Elektronen wieder mit den positiven Gasionen rekombinieren, bevor sie zu einer der Elektroden gelangt sind. Das Signal des Detektors ist dann entsprechend klein. Der Betriebsspannungsbereich einer Ionisationskammer hingegen liegt höher und ist so bemessen, dass alle erzeugten Ladungspaare auf den Elektroden gesammelt werden. Erhöht man V_0 noch weiter, so gelangt man in den Proportionalbereich. Hier gewinnen die primär erzeugten Elektronen im elektrischen Feld der Kammer

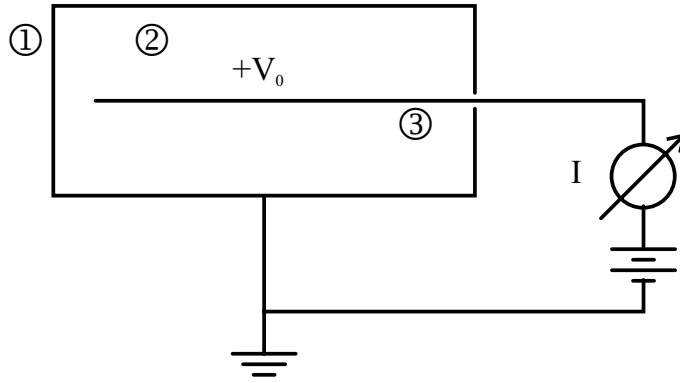


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer mit ① Außenelektrode, ② Gasraum und ③ Sammelelektrode auf Potential V_0 .

so viel kinetische Energie, dass sie durch Stoss mit Gasmolekülen weitere Ionisationsprozesse auslösen können. Das Signal des Detektors wird hierdurch um bis zu sechs Größenordnungen verstärkt. Bei weiterer Erhöhung der Spannung kommt es schließlich bei jeder auftretenden Ionisierung zu einer vollständigen Gasentladung. Dieser Betriebsbereich wird Geiger-Müller-Bereich genannt.

Der Spannungsbereich für eine Ionisationskammer liegt, je nach Geometrie und Art des Zählgases, bei einigen Dutzend bis zu wenigen hundert Volt. Die zur Erzeugung eines Ion-Elektron-Paares benötigte Energie beträgt bei den meisten Gasen, auch bei Luft, etwa 30 eV. Daher kann beim Einsatz einer Ionisationskammer zum Bremsstrahlungsnachweis auf eine aufwändige Gasbefüllung verzichtet werden und eine luftgefüllte Kammer eingesetzt werden. Wegen ihres hohen Gasanteils am Gesamtvolumen zeichnet sich eine Ionisationskammer durch ein niedriges Gewicht aus.

Bei einer Testmessung am (γ, γ') -Messplatz hinter dem Injektor des S-DALINAC wurde eine luftgefüllte Ionisationskammer mit den Maßen $120 \times 120 \times 180 \text{ mm}^3$ eingesetzt. Das Photonon-Eintrittsfenster bestand aus 2 mm Aluminium, die Sammelelektroden waren als Stapel aus Aluminiumplatten der Größe $60 \times 60 \text{ mm}^2$ gefertigt. Für Betriebsspannungen von 50 V und 105 V und Elektronenenergien von 7.0 und 9.0 MeV wurde der Kammerstrom als Funktion des Elektronenstroms auf dem Bremstarget aufgenommen. Wie in Abb. 4.2 für eine Elektronenenergie $E_0 = 9.0 \text{ MeV}$ zu erkennen, ändert sich die Signalgröße für diese Spannungen nur unwesentlich. Dies bedeutet, dass sich der sinnvolle Bereich der Betriebsspannungen von unter 50 V bis über 105 V erstreckt, so dass bei jeder Messung eine

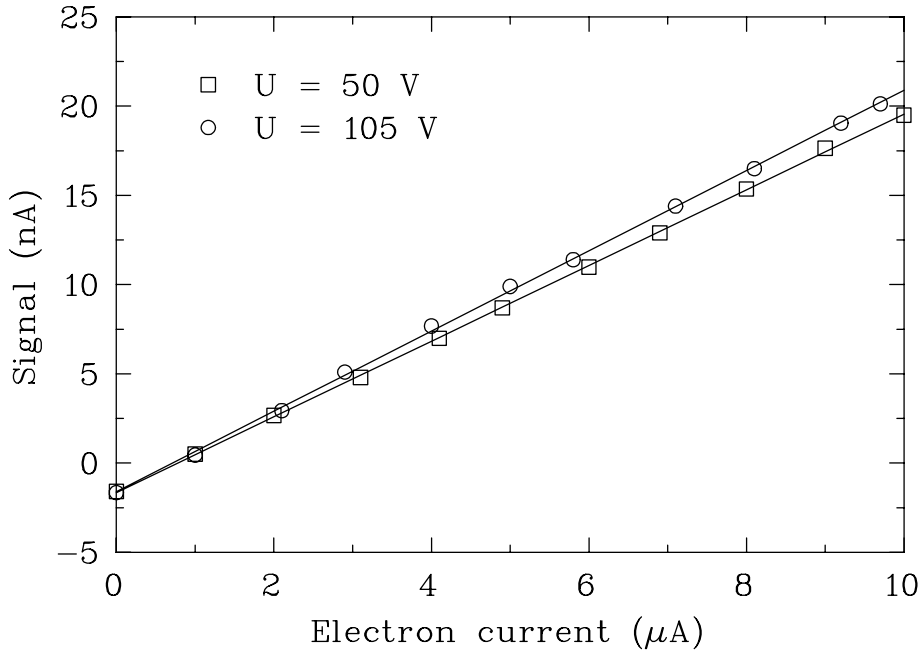


Abb. 4.2: Ionisationskammerstrom in Abhängigkeit vom Strom auf dem Konvertertarget und der Kammerspannung bei einer Elektronenstrahlenergie von $E_0 = 9.0\text{ MeV}$.

vollständige Sammlung der primär erzeugten Elektronen-Ionen-Paare erfolgt ist. Der Messfehler beträgt etwa 3% und ist damit kleiner als die Symbolgröße.

Die Signalgröße einer Ionisationskammer läßt auch die Konstruktion kleinerer Prototypen als des oben verwendeten zu. Durch das geringe Gewicht und die lineare Abhängigkeit des Signals vom detektierten Photonenfluss sind Ionisationskammern als Bremsstrahlungsdetektoren geeignet. Allerdings bedeutet die Notwendigkeit einer Konstantspannungsversorgung für jeden Detektor einen zusätzlichen konstruktiven Aufwand.

4.3 Halbleiterdioden

Eine Halbleiterdiode besteht aus einem p-dotierten und einem n-dotierten Halbleiterbereich in Kontakt miteinander, so dass ein Teil der freien Ladungsträger (Elektronen und Löcher) in den jeweils anderen Bereich diffundiert und dort mit den Donor- beziehungsweise Akzeptorionen rekombiniert. Hierdurch entsteht an

der Kontaktfläche ein Bereich, der eine Verarmung an freien Ladungsträgern aufweist, sowie eine elektrische Spannung, die so genannte Kontaktspannung. Die Kontaktspannung beträgt für Silizium-Halbleiter etwa ein Volt. Treten Bremsstrahlungsphotonen durch die Verarmungszone, so können sie dort durch Anregung freie Elektron-Loch-Paare erzeugen. Diese werden durch die Kontaktspannung in entgegengesetzte Richtungen aus der Verarmungszone abgesaugt. Durch Messung des so erzeugten elektrischen Stroms kann eine Bremsstrahlungsdetektion durchgeführt werden.

Die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nötige Energie beträgt bei Silizium-Halbleitern circa 3.8 eV. Die Größe des durch Ionisation erzeugten Signals ist proportional zum Volumen der Verarmungszone. Die Breite dieser Zone kann durch Anlegen einer Sperrspannung U_{bias} vergrößert werden. Es lässt sich herleiten, dass die Breite proportional zu $\sqrt{U_{bias}}$ ist.

Bei einem Experiment mit einer Halbleiterdiode am (γ, γ') -Messplatz des S-DALINAC wurde für Elektronenenergien von 7 und 9 MeV sowie verschiedene Werte für die Sperrspannung V_0 der Diodenstrom als Funktion des Elektronenstroms auf dem Bremstarget gemessen. Bei der verwendeten Diode handelte es sich um eine planare Silizium-PIN-Diode mit einer aktiven Fläche von 25 mm². Abbildung 4.3 zeigt den Pindiodenstrom als Funktion des Elektronenstroms auf dem Konvertertarget bei einer Elektronenenergie von 9.0 MeV und verschiedenen Werten der Biasspannung an der Diode. Man erkennt eine Zunahme der Signalgröße mit der Spannung U_{bias} , die etwa der erwähnten Proportionalität zu $\sqrt{U_{bias}}$ gehorcht.

Silizium-Halbleiterdioden sind preisgünstig und einfach in der Handhabung als Bremsstrahlungsdetektoren. Aufgrund ihrer kleinen Abmessungen können Diagnoseanwendungen mit einer guten Ortsauflösung realisiert werden. Allerdings müssen sie von Umgebungslicht abgeschottet werden, da dieses bereits ein Signal in der Diode erzeugt. Außerdem werden die Dioden im Langzeiteinsatz durch ionisierende Strahlung stark geschädigt oder zerstört, so dass für ein Strahldiagnosesystem mit häufigen Ausfällen der Detektoren zu rechnen wäre.

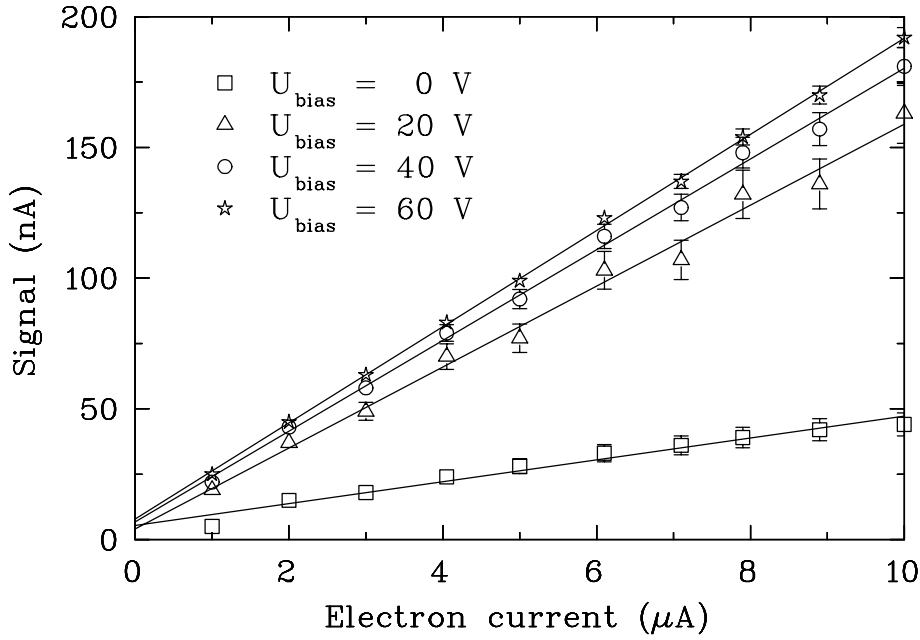


Abb. 4.3: Pindiodenstrom in Abhängigkeit vom Strom auf dem Konverter-target und der Biasspannung bei einer Elektronenstrahlenergie von $E_0 = 9.0\text{ MeV}$.

4.4 Szintillatoren mit Photomultipliern

Weit verbreitet zur Messung von Bremsstrahlung sind auch Detektoren, die aus einem Szintillatormaterial und einem angekoppelten Photomultiplier bestehen. Im Szintillator wird von Bremsstrahlungsphotonen deponierte Energie in Form von niederenergetischen Photonen wieder abgegeben. Der Photomultiplier wandelt diese Lichtphotonen in Elektronen und vervielfacht den Elektronenpuls.

Beim Szintillationsprozess werden beim Durchgang von hochenergetischen Teilchen in den Atomen des Szintillatormaterials bestimmte Zustände der Elektronenhülle angeregt. Diese zerfallen unter Aussendung von Photonen in energetisch niedrigere Zustände. Sowohl die Größe als auch der zeitliche Verlauf der Lichtemission gibt Aufschluss über die Art und Energie des detektierten Teilchens. Ein zur Teilchendetektion nutzbares Szintillatormaterial zeichnet sich dadurch aus, dass es die deponierte Energie der Bremsstrahlungsphotonen mit hoher Effizienz in detektierbares Licht umwandelt. Darüber hinaus sollte die Emission des Szintillationslichtes sehr schnell erfolgen. Außerdem muss das Szintillatormaterial

durchlässig für sein Szintillationslicht sein, so dass dieses bis zum Photomultiplier gelangen kann. Es werden sechs verschiedene Arten von Szintillatormaterialien in der Beschleuniger- und Kernphysik eingesetzt: Organische Kristalle, organische Flüssigkeiten, Plastiksintillatoren, anorganische Kristalle, Gase und Gläser.

Das durch Szintillation erzeugte Licht löst im Photomultiplier auf einer lichtempfindlichen Schicht Elektronen aus. Diese werden durch eine elektrische Spannung auf Elektroden, die so genannten Dynoden, hin beschleunigt. Beim Auftreffen auf der Dynode löst jedes Elektron im Mittel mehrere sekundäre Elektronen aus, welche dann zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Typische Photomultiplier enthalten zwischen 10 und 14 Dynoden, so dass Verstärkungsfaktoren von bis zu 10^7 erreicht werden können. Der verstärkte Elektronenpuls wird auf einer Anode gesammelt.

Mit Szintillatoren und Photomultipliern können sehr schnelle Detektoren realisiert werden. Allerdings sind Photomultiplier sehr empfindlich gegenüber Spannungsschwankungen zwischen den Dynoden sowie externen Magnetfeldern, so dass es hierdurch zu Ungenauigkeiten des Detektorsystems kommen kann.

4.5 Schlussfolgerungen

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass eine Reihe von Detektoren zur Bremsstrahlungsmessung eingesetzt werden können. Für die vorliegenden Anforderungen waren möglichst einfache, robuste Detektoren gefordert, die auch bei hohen lokalen Bremsstrahlungsflüssen eingesetzt werden können. In dieser Hinsicht scheiden Halbleiterdioden aufgrund ihrer Strahlungsempfindlichkeit aus. Ebenso sind Szintillatoren mit Photomultipliern wegen ihrer Lichtempfindlichkeit und Beeinflussbarkeit durch Magnetfelder für die vorliegende Anwendung wenig geeignet. Ionisationskammern hingegen zeichnen sich besonders im luftgefüllten Fall durch eine einfache mechanische Konstruktion und ein niedriges Gewicht aus. Lediglich die Notwendigkeit einer Betriebsspannung von bis zu einigen hundert Volt reduziert die Flexibilität. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb mit den Comptondioden ein weiteres Detektorkonzept verwirklicht,

welches frei von den diskutierten Nachteilen ist und dessen prinzipielle Funktionsfähigkeit bereits in früheren Untersuchungen [19] demonstriert wurde. Comptondioden wurden beispielsweise bei der Erprobung von Kernwaffen [20] oder an Beschleunigeranlagen [21] in unterschiedlichen Geometrien erfolgreich eingesetzt. Nach der Beschreibung der physikalischen Prozesse zur Signalentstehung in einer Comptondiode im nächsten Kapitel wird in Kap. 6 die Entwicklung eines an die Randbedingungen am S-DALINAC angepassten Detektors erläutert.

5 Analytische Behandlung der Comptondiode

Die Detektion von Bremsstrahlung mittels einer Comptondiode basiert auf der Erzeugung eines elektrischen Stroms in einer Schichtanordnung verschiedener Materialien unter Photonenbestrahlung. Dieser so genannte Comptonstrom kann geeignet verstärkt und als Detektorsignal verwendet werden.

Die prinzipielle Funktionsweise einer Comptondiode kann an einem einfachen Schichtaufbau erläutert werden. In Abb. 5.1 ist eine Schichtabfolge aus drei Materialien dargestellt, wobei das Material 2 ein elektrischer Isolator ist, während die anderen beiden Leiter sind. Trifft von links ein gerichteter Strahl aus hochenergetischen Photonen auf diese Anordnung, so werden sie gemäß den in Kap. 2 dargestellten Grundlagen Wechselwirkungsprozesse mit den verschiedenen Materialien durchführen. Hierbei werden in Material 1 und 2 im Zuge der Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers verschiedene Sekundärteilchen erzeugt. Durch den Comptoneffekt erzeugte Elektronen werden vorzugsweise in Richtung des einfallenden Photonenstrahl gestreut und bilden somit einen makroskopisch messbaren elektrischen Strom von der linken Elektrode durch den Isolator hindurch in die rechte Sammelelektrode. Hieran wird auch die Analogie zwischen der Comptondiode und einer konventionellen Halbleiter-Photodiode deutlich. Durch letztere kann lediglich unter Photonenbestrahlung ein Strom in Sperrrichtung fließen.

Neben dem Comptoneffekt finden je nach primärer Photonenenergie auch noch

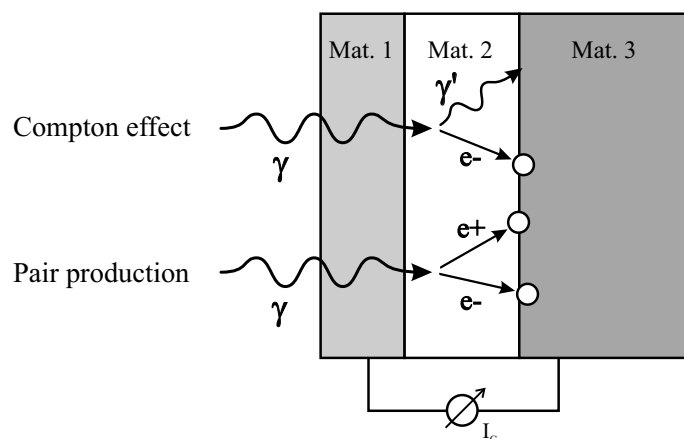


Abb. 5.1: Physikalisches Prinzip der Signalentstehung in einer Comptondiode.

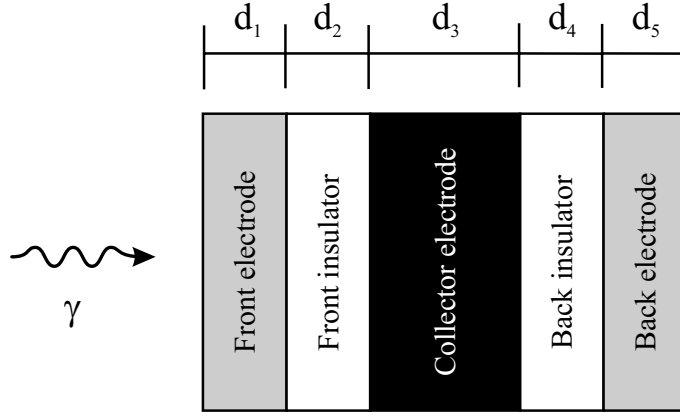


Abb. 5.2: Planparalleler Schichtaufbau zur Herleitung einer analytischen Beschreibung der Comptonodiode.

Photoeffekt und Paarbildung statt. Die beim Photoeffekt erzeugten Elektronen werden vorwiegend unter großem Winkel zur Photonenrichtung emittiert. Außerdem besitzen sie nur eine geringe kinetische Energie und werden im umgebenden Material sehr schnell abgebremst. Somit können sie nur unwesentlich zur Entstehung des Comptonstroms beitragen. Bei der Paarbildung hingegen werden zwar hochenergetische Elektronen erzeugt, allerdings nur jeweils in Verbindung mit einem Positron. Da die Richtungsverteilung der Elektronen und Positronen bei der Paarbildung gleich ist, heben sich ihre Beiträge zum Comptonstrom im Mittel auf.

Ein analytisches Modell der Comptonodiode [22] erlaubt eine grobe Abschätzung der Signalgröße als Funktion der Energieflussdichte der einfallenden Photonen. Im Folgenden wird die in Abb. 5.2 gezeigte, planparallele Anordnung aus der metallischen Frontplatte, dem vorderen dielektrischen Streukörper, der zentralen Sammelelektrode, dem hinteren Streukörper und der metallischen Abschlussplatte betrachtet. Vereinfachend wird angenommen, dass die Photonenabsorption in allen Materialschichten gleich ist. Fällt von links ein Strahl von primären Photonen mit der Energieflussdichte $\dot{F}(0)$ auf die Comptonodiode, so kann die Energieflussdichte in der Tiefe l des Materials als

$$\dot{F}(l) = \dot{F}(0) e^{-\mu l} \quad (5.1)$$

dargestellt werden. Hierbei ist μ der Schwächungskoeffizient für Photonen in (cm^{-1}) und l die Absorberdicke. In der Literatur wird dieses Schwächungsge-

setz oft auch als Funktion des Massenabschwächungskoeffizienten (μ/ρ) , gemessen in $(\text{cm}^2 \text{g}^{-1})$ und der Absorbermassenbelegung (ρl) in (g cm^{-2}) angegeben. Die Größe \dot{F} besitzt die Einheit $(\text{MeV cm}^{-2} \text{s}^{-1})$. Der Bruchteil der Energieflussdichte, der in der Tiefe l entlang einer infinitesimalen Strecke dl auf Comptonelektronen übertragen wird, beträgt $\kappa^a \dot{F}(l) dl$, wobei κ^a der Schwächungskoeffizient für Comptonabsorption in (cm^{-1}) ist.

Die Energieflussdichte aller in der Tiefe l über die Distanz dl produzierten Comptonelektronen beträgt $E_0 d\dot{n}(l)$ mit der mittleren Energie E_0 der Comptonelektronen und $d\dot{n}(l)$ der Flussdichte der Elektronen in $(\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ in der Tiefe l . Die Energiebilanz ergibt

$$E_0 d\dot{n}(l) = \kappa^a \dot{F}(0) e^{-\mu l} dl. \quad (5.2)$$

Da nicht alle Elektronen in Vorwärtsrichtung gestreut werden, wird ein empirischer Korrekturfaktor k mit $0 < k < 1$ eingeführt, der den relativen Anteil an vorwärtsgestreuten Elektronen unter den Comptonelektronen angibt. Damit wird die vorwärtsgerichtete Elektronenflussdichte $k d\dot{n}(l)$. Für die Absorption der Comptonelektronen im Material wird vereinfachend ein exponentieller Zusammenhang mit Schwächungskoeffizienten λ angenommen, obwohl die Absorptionskurven für Elektronen in der Realität eine vom Exponentialgesetz abweichende Form aufweisen. Unter dieser Annahme wird die Flussdichte $d\dot{\phi}$ der Comptonelektronen, die in der Tiefe l längs der Strecke dl erzeugt werden und die Tiefe s mit $s > l$ erreichen, zu

$$d\dot{\phi}(s, l) = k d\dot{n}(l) e^{-\lambda(s-l)}. \quad (5.3)$$

Dies lässt sich unter Verwendung von Gl. (5.2) auch ausdrücken als

$$d\dot{\phi}(s, l) = \left(\frac{k \kappa^a \dot{F}(0)}{E_0} \right) e^{-\mu l} e^{-\lambda(s-l)} dl. \quad (5.4)$$

Die gesamte Elektronenflussdichte in der Tiefe s erhält man durch Integration von Gl. (5.4) über l zwischen 0 und s :

$$\dot{\phi}(s) = \frac{k \kappa^a \dot{F}(0)}{E_0(\lambda - \mu)} [e^{-\mu s} - e^{-\lambda s}] \quad (5.5)$$

Die Comptonstromdichte in der Tiefe s ist gegeben durch $g(s) = e \dot{\phi}(s)$. Der mittlere Comptonstrom bei einer Detektorfläche a ergibt sich aus der Differenz

von frontseitigem Strom in die zentrale Sammelelektrode hinein und rückseitigem Strom aus der Sammelelektrode heraus:

$$I = a \bar{g} = a g(d_1 + d_2) - a g(d_1 + d_2 + d_3) \quad (5.6)$$

Die verschiedenen Dicken d_i sind in Abb. 5.2 illustriert. Setzt man die entsprechenden Ausdrücke für g in Gl. (5.6) ein, erhält man:

$$\bar{g} = g_m \Gamma \quad (5.7)$$

$$g_m = \frac{k e \kappa^a \dot{F}(0)}{E_0 (\lambda - \mu)} \quad (5.8)$$

$$\Gamma = \left[(1 - e^{-\mu d_3}) e^{-\mu(d_1+d_2)} - (1 - e^{-\lambda d_3}) e^{-\lambda(d_1+d_2)} \right] \quad (5.9)$$

Die Maximalamplitude des Comptonstromdichte \bar{g} ist durch g_m gegeben. Die maximale Sensitivität der Comptondiode, also $\bar{g} = g_m$, wird dann erreicht, wenn $\Gamma = 1$ gilt. Dies ist dann der Fall, wenn a) die Sammelelektrode dick genug ist, um den gesamten Photonenfluss zu absorbieren ($e^{-\mu d_3} \approx 0$, $e^{-\lambda d_3} \approx 0$), b) die Photonenabsorption in der Frontelektrode und im Streukörper vernachlässigbar gering ist ($\mu \approx 0$) und c) die Frontelektrode so dick ist, dass sich ein Gleichgewicht zwischen der Erzeugungsrate und der Absorptionsrate der Comptonelektronen einstellt ($\lambda^{-1} \ll (d_1 + d_2)$). Falls die Sammelelektrode nur eine geringe Dicke besitzt und die Elektronenreichweite in der Größe der Materialdicken in der Comptondiode liegt, kann $\Gamma < 0$ werden. In diesem Fall tritt ein negativer Gesamtstrom auf.

Man definiert die Detektorempfindlichkeit S als Quotienten aus maximaler Comptonstromdichte und der Photonendosisleistung \dot{D} , die in der Diode deponiert wird:

$$S = \frac{g_m}{\dot{D}(0)} \quad (5.10)$$

Dies kann mit dem analytischen Modell für die Comptondiode verknüpft werden, wenn man die Dosisleistung \dot{D} durch die Energieflussdichte \dot{F} der Photonen unter Verwendung der Beziehung $\dot{D} = c(E) \dot{F}$ ausdrückt. Der Verlauf der Größe $c(E)$ kann bei bekannter Detektorgeometrie numerisch berechnet werden. Bei einer hinreichend dicken zentralen Bleielektrode kann in guter Näherung von einer Totalabsorption der auftreffenden Photonen ausgegangen werden. Damit ergibt sich

$c = a/m_{CD}$ mit der Querschnittsfläche a und der Masse m_{CD} der Comptondiode. Es folgt

$$S = \frac{g_m}{c \dot{F}(0)}. \quad (5.11)$$

Die maximale Comptonstromdichte g_m aus Gl. (5.7) enthält die Größen κ^a , μ und λ . Die Energieabhängigkeit von κ^a und μ ist bekannt. Die Energieabhängigkeit von λ kann beschrieben werden, indem man die mittlere Elektronenreichweite $r = 1/\lambda$ einführt. Katz und Penfold geben eine Beziehung [23] zwischen der extrapolierten Elektronenreichweite und der Comptonelektronenenergie E_c an, die zwischen 0.01 MeV und einigen MeV gültig ist. Berücksichtigt man, dass die mittlere Elektronenreichweite nur etwa 2/3 der extrapolierten Reichweite beträgt, so erhält man aus der Katz-Penfold-Formel

$$\frac{1}{\lambda} = r = b(E_c) E_c, \quad (5.12)$$

$$b(E_c) = \frac{r}{E_c} = 0.27 E_c^{0.265 - 0.22 \log E_c}. \quad (5.13)$$

Hierin ist die mittlere Comptonelektronenenergie E_c in Einheiten von MeV anzugeben, die Reichweite wird in cm berechnet. Die Größe E_c als Funktion der Photonenenergie $h\nu$ ist gegeben durch [24] $E_c = h\nu\sigma^a/\sigma_{Compton}$ mit dem totalen Comptonwirkungsquerschnitt $\sigma_{Compton}$. Die Elektronenreichweite für höhere Energien kann aus Tabellenwerken entnommen werden [25].

Die Kombination von Gl. (5.7), Gl. (5.11) und Gl. (5.12) ergibt

$$S = \frac{k e b \kappa^a}{c (1 - \mu/\lambda)}. \quad (5.14)$$

In dieser Gleichung ist die Energieabhängigkeit aller beteiligten Größen bekannt. Da $\lambda \gg \mu$, kann die Klammer im Nenner zu eins genähert werden. Somit ist die Detektorempfindlichkeit unabhängig von der Elektronenreichweite (zumindest in einem Bereich, in dem die Elektronenreichweite linear von der Energie abhängt).

Der gemessene Comptonstrom bei kontinuierlicher Bestrahlung der Comptondiode ist bei hohem Innenwiderstand durch $I = a \bar{g}$, der maximale Comptonstrom durch $I_m = a g_m$ gegeben. Damit folgt unter Verwendung von Gl. (5.11):

$$S = \frac{I_m/a}{c \dot{F}(0)} \quad (5.15)$$

Diese Gleichung erlaubt bei vorgegebenen experimentellen Parametern eine Berechnung des auftretenden Comptonstroms. Eine Abschätzung der Größenordnung des Signals für die Materialparameter von PMMA(Plexiglas), einen typischen Detektorquerschnitt von $10 \times 10 \text{ cm}^2$, eine Detektormasse in der Größenordnung von 5 kg und eine Photonenenergie von 10 MeV ergibt eine Detektorempfindlichkeit von 415 pA/cm^2 pro Gy/s. Da aus Dosisleistungsmessungen in der Beschleunigerhalle bekannt ist, dass lokal typische Werte von mehreren mGy/s erreicht werden, ist für eine Comptondiode mit einem Signalstrom in der Größenordnung von einigen pA bis einigen nA pro cm^2 bestrahlter Fläche zu rechnen.

Da in der dargestellten analytischen Behandlung viele Näherungen eingehen, kann keine exakte Übereinstimmung zwischen Gl. (5.15) und dem Experiment erwartet werden. In der Realität sind der Comptonwirkungsquerschnitt und der Comptonabsorptionsquerschnitt materialabhängig. Die Produktion von Comptonelektronen sowie deren Reflektions- und Transmissionskoeffizienten hängen ebenfalls von der Energie sowie vom Material ab, so dass der empirisch eingeführte Faktor k tatsächlich eine komplexe Funktion von Energie, Material und Geometrie darstellt. Die obige Theorie hingegen geht von einer planparallelen Anordnung aus und vernachlässigt alle weiteren Geometrieeffekte. Ein detaillierter Vergleich zwischen den mit obiger Theorie berechneten und den gemessenen Signalgrößen wird für den im Rahmen der Arbeit entwickelten Detektor in Kap. 7 durchgeführt.

Bei der Betrachtung der zur Signalgenerierung notwendigen Mindestphotonenenergien sind zwei Aspekte zu berücksichtigen. Einerseits steigt für $E_\gamma < 50 \text{ keV}$ sowohl in Aluminium als auch in Plexiglas der Schwächungskoeffizient für Photonen stark an, so dass nach einer Absorberdicke von nur wenigen Millimetern bereits eine starke Abschwächung des Photonenflusses eintritt. Andererseits folgt selbst für Comptonelektronen mit Energien $E_c < 2 \text{ MeV}$ nach [25] eine maximale Elektronenreichweite von weniger als $r = 1 \text{ mm}$. Da nur Elektronen aus einer Plexiglasschicht der Dicke r zur Bleielektrode gelangen können, ist das zur Signalgenerierung beitragende Volumen in diesem Energiebereich sehr klein. Beide Effekte tragen dazu bei, dass für Photonen im Energiebereich von $E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ nur sehr geringe Signalgrößen zu erwarten sind.

Mit heutigen modernen Programmen zur numerischen Berechnung von elektro-

magnetischen Wechselwirkungen, wie zum Beispiel FLUKA, und der Rechenleistung moderner Computer können die realen Verhältnisse bei der Berechnung des Comptonstroms berücksichtigt werden. Die Simulation der Comptondiode in FLUKA wird in Kap. 6 vorgestellt. Ihre Ergebnisse wurden zur Optimierung der Geometrie und Signalelektronik genutzt.

6 Entwurf und Realisierung der Comptondiode

Die im Rahmen dieser Arbeit zu entwickelnde Bremsstrahlungsdiagnose für den S-DALINAC musste eine Reihe von Anforderungen erfüllen, die bereits in Kap. 4 erläutert wurden. Diese Anforderungen stellen die Randbedingungen bei der Entwicklung der Comptondiode dar. Sowohl bei der Wahl der Detektormaterialien als auch bei der Festlegung der Geometrie wurden diese Bedingungen berücksichtigt. Da der Comptonstrom gemäß Kap. 5 im pA- bis nA-Bereich liegt, wurde beim Design der Diode auf eine Maximierung des Comptonstroms geachtet.

6.1 Wahl der Detektormaterialien

Aus dem analytischen Modell der Comptondiode in Kap. 5 kann die Wahl der Materialien für die einzelnen Schichten abgeleitet werden. Für die äußere Elektrode sollte zur Signalmaximierung ein elektrisch leitendes Material mit niedriger Kernladungszahl Z gewählt werden. Somit ist gemäß der in Kap. 3 beschriebenen Z -Abhängigkeit der Photonen-Wechselwirkungsquerschnitte der Comptoneffekt über einen weiteren Bereich an Photonenenergien die dominierende Wechselwirkung als bei einem Material mit hohem Z . Hierbei bietet sich Aluminium an, da es der Außenhülle des Detektors ausreichende Stabilität verleiht, leicht verfügbar ist und sich mechanisch gut verarbeiten lässt. Die nächste Schicht muss elektrisch isolierend sein, ansonsten aber genau wie das Außenmaterial ein niedriges Z besitzen. Hierdurch kann auch im Isolatorbereich eine Stromerzeugung durch Comptoneffekt stattfinden. Hierbei kann auf verschiedene Kunststoffe zurückgegriffen werden; im vorliegenden Entwurf wurde Plexiglas gewählt. Außerdem wird durch die Wahl zweier Materialien mit niedrigem Z eine möglichst geringe Absorption des Photonenstrahls gewährleistet, was eine hohe Signalgröße zur Folge hat. Theoretisch würde sich durch Bestrahlung der Comptondiode das Plexiglas fortwährend elektrostatisch aufladen, bis die Durchbruchspannung des Materials erreicht ist und ein Entladestrompuls fließt. In der Praxis wurde dieses Verhalten jedoch nur bei sehr hohen Photonenflüssen beobachtet [26]. Bei mäßiger Bestrah-

lung reichen geringe Kriechströme, um das Isolatormaterial wieder zu entladen. Für die Innenelektrode sollte ein elektrisch leitendes Material mit hohem Absorptionswirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsphotonen, wie z. B. Blei, zum Einsatz kommen. Besitzt die Bleielektrode eine ausreichende Dicke, so wird der Photonenstrahl durch sie stark abgeschwächt. Dadurch kann an ihrer Rückseite kein Comptonstrom mehr erzeugt werden, welcher dem vorderseitigen Strom entgegenwirken würde.

6.2 Numerische Simulationen mit FLUKA

Eine grobe Berechnung der Signalgröße der Comptondiode wurde bereits in Kap. 5 durchgeführt. Allerdings wurden bei der Herleitung des analytischen Modells eine Reihe vereinfachender Annahmen gemacht, die dessen quantitative Anwendbarkeit auf eine dreidimensionale Detektorgeometrie stark einschränken. Numerische Methoden hingegen erlauben die Einbindung aller Randbedingungen und somit eine realitätsnahe Simulation der Signalgenerierung in einer Comptondiode. Durch den drastischen Zuwachs an Rechenleistung und die Entwicklung neuer numerischer Berechnungsprogramme für strahlungs- und kernphysikalische Wechselwirkungen in den letzten Jahren ist die Verwendung solcher Programme bereits in der Designphase eines Detektors sehr sinnvoll. Zusätzlich dazu können Computersimulationen auch bei der Auswertung und Interpretation experimenteller Daten eingesetzt werden. Aus diesen Gründen soll in diesem Abschnitt die Entwicklung eines Modells der Comptondiode in FLUKA [27], einem auf Monte-Carlo-Algorithmen basierenden Simulationsprogramm, beschrieben werden. Die Präzision der Ergebnisse von FLUKA wurde durch Vergleich mit Experimenten und anderen Simulationsprogrammen getestet [27]. Das Programm wird wegen seiner Flexibilität beispielsweise zur Berechnung von Abschirmungen an großen Beschleunigeranlagen [28] verwendet.

FLUKA berechnet unter anderem Transport und Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit Monte-Carlo-Methoden. In einer Eingabedatei werden Geometrien, Materialien sowie eventuell vorhandene elektrische und magnetische Felder definiert. Die gesamte Simulationsgeometrie ist umgeben

von einem ausreichend großen, vollständig absorbierenden Bereich („black hole“). Zusätzlich werden die Eigenschaften der primären Teilchen in der Simulation festgelegt. Hierzu zählen Teilchensorte, Teilchenenergie, Geometrie des Teilchenstrahls sowie die Anzahl der zu verwendenden Primärteilchen. Im Programmablauf berechnet FLUKA die weitere Entwicklung jedes Primärteilchens. Durch Wechselwirkung mit den angegebenen Materialien kann es, wie bereits in Kap. 3 dargestellt, elastisch oder inelastisch gestreut werden beziehungsweise in andere Teilchen zerfallen. Es werden im Zuge der Simulation auch alle weiteren, in der elektromagnetischen Kaskade erzeugten Teilchen verfolgt. Die Berechnung von Teilchen wird dann gestoppt, wenn sie eine festzulegende Mindestenergie unterschreiten, in den Simulationsmaterialien absorbiert werden oder das Simulationsvolumen verlassen und im black-hole-Bereich absorbiert werden. Wurden alle Teilchen in der elektromagnetischen Kaskade eines Primärteilchens zu Ende berechnet, beginnt FLUKA mit der Simulation des nächsten Primärteilchens.

Im Verlauf der Simulation können vom Benutzer angegebene Ereignisse, wie zum Beispiel der Übergang eines Teilchens einer speziellen Sorte von einem Teilvolumen in ein zweites, benachbartes Teilvolumen registriert werden. Am Ende der Simulation gibt FLUKA so genannte „boundary-crossing fluences“ Ψ , nach Energie und Raumwinkel gebint, in der Ergebnisdatei aus. Diese Größen sind wie folgt definiert:

$$\Psi = \frac{N}{N_p \Delta E \Delta \Omega A_{Det}} \quad (6.1)$$

Hierin ist N die Anzahl der Teilchen einer gewissen Sorte, die die betreffende Grenzfläche in der gewünschten Richtung überschritten haben, N_p die Anzahl der Primärteilchen, ΔE die Breite eines Energiebins, $\Delta \Omega$ die Größe eines Raumwinkelbins und A_{Det} die effektive Detektorfläche. Das FLUKA-Modell einer Comptondiode beinhaltet als Region 1 eine äußere Elektrode aus Aluminium, als Region 2 einen Isolatorbereich aus Plexiglas und als Region 3 eine zentrale Sammelelektrode aus Blei. Diese Geometrie ist in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Der Comptonstrom kann aus den Simulationsergebnissen wie folgt berechnet werden: Die Comptondiode wird im Allgemeinen so angebracht, dass die äußere Elektrode Massenkontakt besitzt. Da sie elektrisch leitend ist, wird sich auf ihr folglich kein positiver oder negativer Ladungsüberschuss bilden können. Somit ist der Comptonstrom als zeitliche Änderung der Ladungsbilanz der zentralen Sammelelektrode gegeben. Von FLUKA werden die boundary-crossing fluences

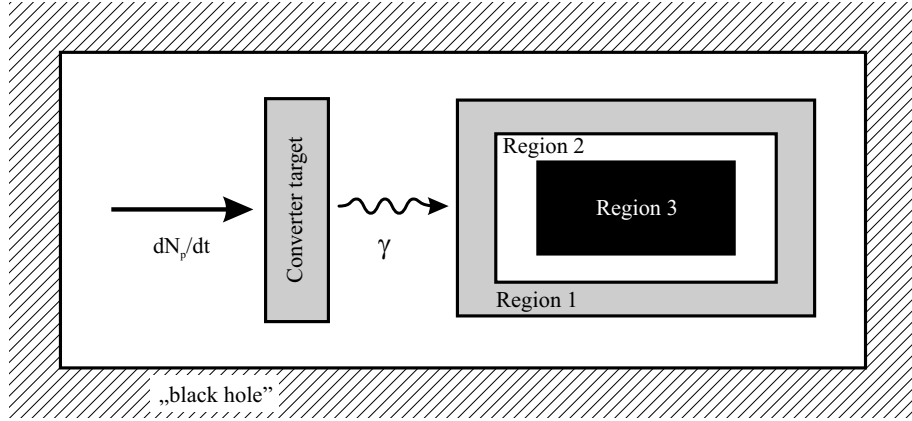


Abb. 6.1: Simulationsmodell in FLUKA.

an Elektronen und Positronen ausgegeben, die im Zuge der Simulation in die Bleielektrode hinein- und herausfließen. Im Folgenden steht beispielsweise $\Psi_{2 \rightarrow 3}^{Pos}$ für den boundary-crossing fluence an Positronen, die von Region 2 nach Region 3 übertreten. Der Comptonstrom kann damit als

$$I_{Compton} = [\Psi_{2 \rightarrow 3}^{Ele} - \Psi_{3 \rightarrow 2}^{Ele} - (\Psi_{2 \rightarrow 3}^{Pos} - \Psi_{3 \rightarrow 2}^{Pos})] \Delta E \Delta \Omega A_{Det} \dot{N}_p e \quad (6.2)$$

ausgedrückt werden. Die Größen ΔE und A_{Det} werden bereits in der FLUKA-Eingabedatei festgelegt. Die Größe des Raumwinkels $\Delta \Omega$ beträgt bei der geforderten Richtungsunterscheidung zwischen einlaufenden und auslaufenden Teilchen genau die Hälfte des gesamten Raumwinkels, also 2π . Wird vor der Comptondiode noch die Umwandlung von Elektronen in Bremsstrahlung in einem Konvertertarget mit simuliert, wie in Abb. 6.1 skizziert, so ist der einlaufende Primärteilchenstrom \dot{N}_p der Elektronenstrom, der auf das Konvertertarget fällt. Dieser ist hierbei als Anzahl Primärelektronen pro Zeiteinheit anzugeben. Alternativ besteht in der Simulation auch die Möglichkeit, direkt Photonen auf die Comptondiode fallen zu lassen, ohne die vorhergehende Bremsstrahlungserzeugung zu simulieren. In diesem Falle ist \dot{N}_p der einfallende, primäre Photonenstrom.

6.3 Wahl der Detektorgeometrie

Comptondioden lassen sich aufgrund des einfachen Funktionsprinzips in verschiedenen geometrischen Formen fertigen. In der Literatur finden sich Beispiele für

quaderförmige, zylindrische und kugelförmige Ausführungen [29,30]. Für den Einsatz am S-DALINAC wurde eine quaderförmige Geometrie gewählt. Diese bietet den Vorteil, dass die Bearbeitung der Materialien und der Zusammenbau der Diode ohne Schwierigkeiten in der hauseigenen Mechanikwerkstatt durchgeführt werden kann. Zusätzlich dazu ist die Positionierung eines quaderförmigen Detektors einfacher als die eines zylindrischen oder kugelförmigen Detektors.

Die Querschnittsfläche des Detektors sollte etwa so groß sein wie der Durchmesser einer typischerweise zu detektierenden Bremsstrahlungskeule. Bei einem kleineren Detektorquerschnitt kann nur ein Bruchteil der Photonen detektiert werden. Ein wesentlich größerer Durchmesser der Comptondiode ist andererseits auch nicht sinnvoll, da dann das Gewicht und der Platzbedarf so groß werden, dass der Detektor nicht mehr überall am Beschleuniger eingesetzt werden kann. Der Öffnungswinkel θ einer Bremsstrahlungskeule, die von einem relativistischen Elektronenstrahl der Energie $\gamma m_0 c^2$ erzeugt wird, beträgt etwa $1/\gamma$ rad [31]. Als typische Größe von γ bei Betrieb des Injektors und des Hauptbeschleunigers kann ein Wert von 100 angenommen werden. Geht man von einem Abstand L von 5 m zwischen dem Entstehungsort der Bremsstrahlung und der Position der Comptondiode aus, so hat die Bremsstrahlungskeule am Ort der Comptondiode einen Durchmesser von ungefähr $d = 2 L \theta = 10$ cm. Im vorliegenden Fall wird als Außenhülle ein Aluminium-Vierkantträger mit einem quadratischen Querschnitt der Kantenlänge 70 mm und einer Wandstärke von 4 mm verwendet. Dies gewährleistet einerseits ausreichende mechanische Stabilität, andererseits ist die Photonenabsorption in der Frontelektrode noch hinreichend klein, da die Strahlungslänge von Aluminium 89 mm beträgt und somit die Dicke der Frontelektrode nur 4.5% einer Strahlungslänge entspricht.

Bei der Festlegung der Plexiglasdicke muss auf die Ausbildung eines möglichst großen Comptonstroms geachtet werden. Hierzu wurde in FLUKA ein planparalleler Schichtaufbau aus 4 mm Aluminium und 100 mm Plexiglas simuliert. In Bremsstrahlungsspektren mit Endpunktenergien kleiner als 130 MeV besitzen mehr als 89% der Photonen Energien kleiner als 10 MeV. Daher genügt es, den induzierten Comptonstrom für niederenergetische Photonen zu untersuchen. Die boundary-crossing fluences für Elektronen und Positronen durch Ebenen in Abständen von 5 mm entlang der Tiefe im Plexiglas für jeweils 10^5 monoenergetische Primärphotonen der Energie 5 MeV und 10 MeV wurden berechnet. In

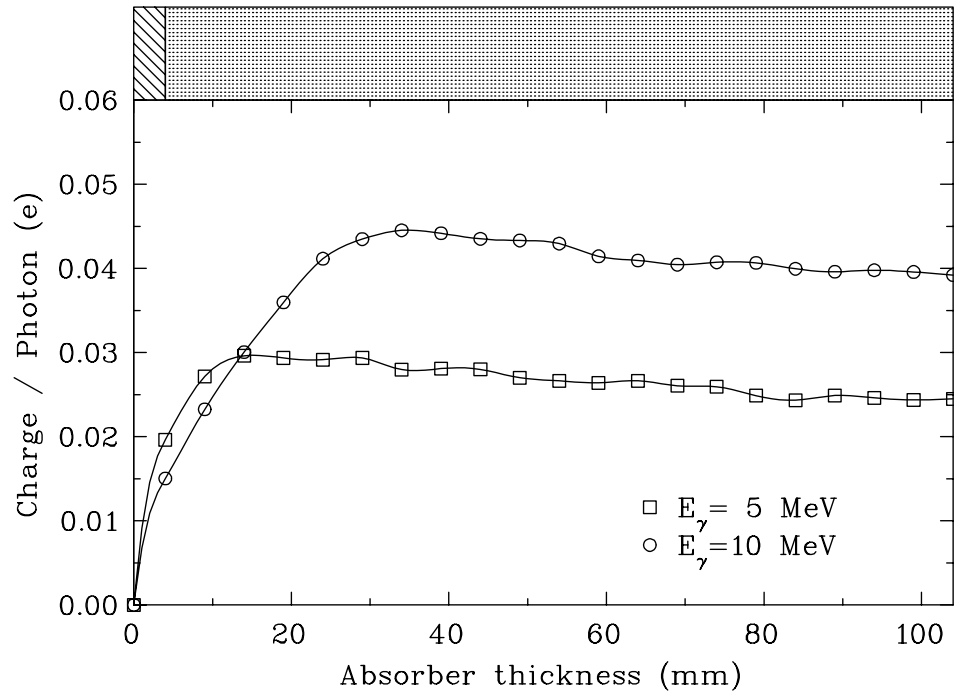


Abb. 6.2: Simulation der Erzeugung von Ladungen in einem Schichtaufbau aus Aluminium und Plexiglas. Der Balken über dem Diagramm zeigt schraffiert die 4 mm dicke Aluminiumschicht und punktiert die sich anschließende, 100 mm dicke Plexiglasschicht. Der Photonenstrahl trifft von links auf die Anordnung.

Abb. 6.2 ist die Differenz aus Elektronenzahl und Positronenzahl pro primärem Photon über der Materialdicke aufgezeichnet. Der Balken über dem Diagramm gibt die Lage der Aluminium- und der Plexiglasschicht an. Aufgrund der Dominanz der niederenergetischen Photonen ist der durch ein komplettes Bremsstrahlungsspektrum erzeugte Comptonstrom in seinem Verlauf nahezu identisch mit der Kurve für $E_\gamma = 5$ MeV. Es ist leicht abzulesen, dass der Comptonstrom bereits nach einer Plexiglasdicke von 20 mm vollständig ausgebildet ist und bei höheren Materialdicken wieder leicht abfällt. Für die realisierte Comptondiode wurde daher eine Plexiglasdicke von 20 mm gewählt.

Die Dicke der zentralen Bleielektrode sollte so groß sein, dass eine hohe Photonenabsorption erzielt wird. Dies verhindert die Ausbildung eines rückseitigen Comptonstroms, der das Gesamtsignal der Diode verringert. Zur Bestimmung einer sinnvollen Bleidicke wurden FLUKA-Simulationen des Comptonstroms unter Variation der Dicke der Bleielektrode durchgeführt. Abbildung 6.3 zeigt die simulier-

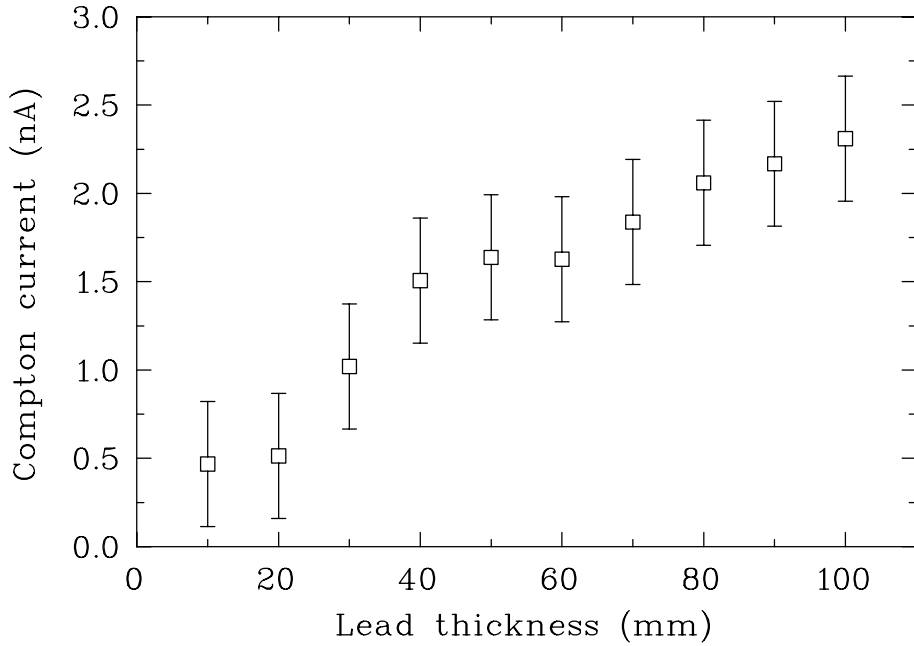


Abb. 6.3: Simulierter Comptonstrom als Funktion der Bleielektrorendicke.

te Signalgröße für 1 μA Primärstrom von Elektronen der Energie $E_0 = 72 \text{ MeV}$, der in 50 mm Kupfer in Bremsstrahlung umgewandelt wird. Die Aluminiumelektrode ist hierbei 4 mm dick, der Plexiglas-Streukörper 20 mm und die Simulation umfasst $5 \cdot 10^5$ Primärteilchen. Die Größe des Fehlerbalkens wurde aus der Abweichung der Ergebnisse für statistisch unabhängige Simulationsläufe bestimmt. Es wird zwischen 20 und 40 mm ein starker Signalanstieg vorhergesagt, danach steigt das Signal nur noch schwach. Im vorliegenden Design wurde als Kompromiss zwischen Signalmaximierung und Gewichtersparnis eine Bleidicke von 90 mm gewählt. In Abb. 6.4 ist eine Fotografie der Komponenten der entwickelten Comptondiode gezeigt. Die geometrischen Abmessungen des Quaders betragen $138 \times 70 \times 70 \text{ mm}^3$ (L \times B \times H). Die Dicke der Plexiglas-Isolation beträgt frontal und rückseitig 20 mm, seitlich 2 mm. Direkt hinter der eigentlichen Diode wurde eine von Aluminium umgebene Kammer mit den Innenmaßen $20 \times 62 \times 62 \text{ mm}^3$ für die Strom-Spannungswandlerschaltung mit Verstärkung angefügt. Die Eigenschaften dieser Schaltung werden im nächsten Abschnitt dargelegt. Eine komplette Comptondiode mit integrierter Elektronik wiegt 4.2 kg und ist damit noch gut handhabbar. Eine detaillierte technische Zeichnung ist in Anhang A gegeben.

Nach der vollständigen Festlegung der Detektorgeometrie und der Materialien wurde in FLUKA das Ansprechverhalten $\eta(E)$ der Comptondiode für monoener-

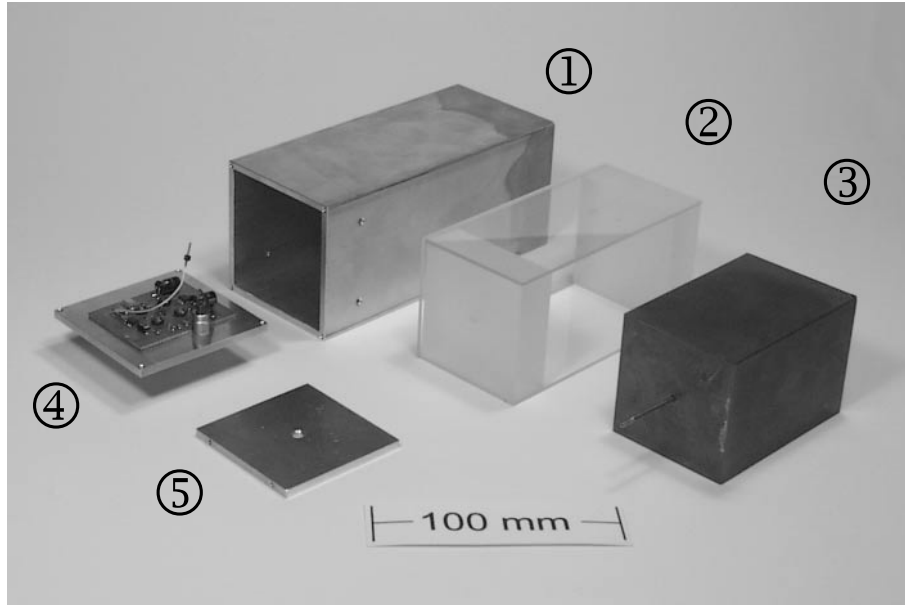


Abb. 6.4: Fotografie einer demontierten Comptondiode mit ① Aluminium-Außenhülle, ② Plexiglas-Streukörper, ③ zentraler Bleielektrode, ④ Deckelplatte mit Signalwandlerschaltung und ⑤ hinterer Aluminiumelektrode.

getische Photonen im gesamten Energiebereich des S-DALINAC simuliert. Das Ansprechverhalten $\eta(E)$ ist hierbei definiert als Quotient aus dem Ladungsüberschuss in der Bleielektrode in Einheiten der Elementarladung und der Anzahl der ihn erzeugenden Primärphotonen. Für jede Photonenenergie wurde der Ladungsüberschuss für einen Strahl aus 10^4 primären Photonen mit punktförmigem Querschnitt berechnet, der zentral auf die quadratische Frontseite des Detektors auftrifft. In Abb. 6.5 ist zu erkennen, dass $\eta(E)$ für Photonenenergien bis zu 10 MeV stark zunimmt, dann aber mit weiter steigender Energie abfällt und sogar sein Vorzeichen wechselt. Der Simulationsfehler wurde aus statistisch unabhängigen Programmläufen ermittelt. Der Anstieg des Ansprechverhaltens ist dadurch zu erklären, dass mit steigender Photonenenergie der Einfluss des Photoeffekts relativ zum Comptoneffekt stark abnimmt. Die Photoelektronen werden zu einem hohen Anteil unter großen Winkeln zur ursprünglichen Photonenrichtung emittiert. Insofern trägt der Photoeffekt zu einer Signalreduktion bei. Die Signalabnahme bei höheren Photonenenergien wird durch die Dominanz der Paarbildung im vorderen Bereich der Comptondiode erklärt, so dass neben den Sekundärelektronen viele Positronen in die Bleielektrode eintreten. Die weiteren

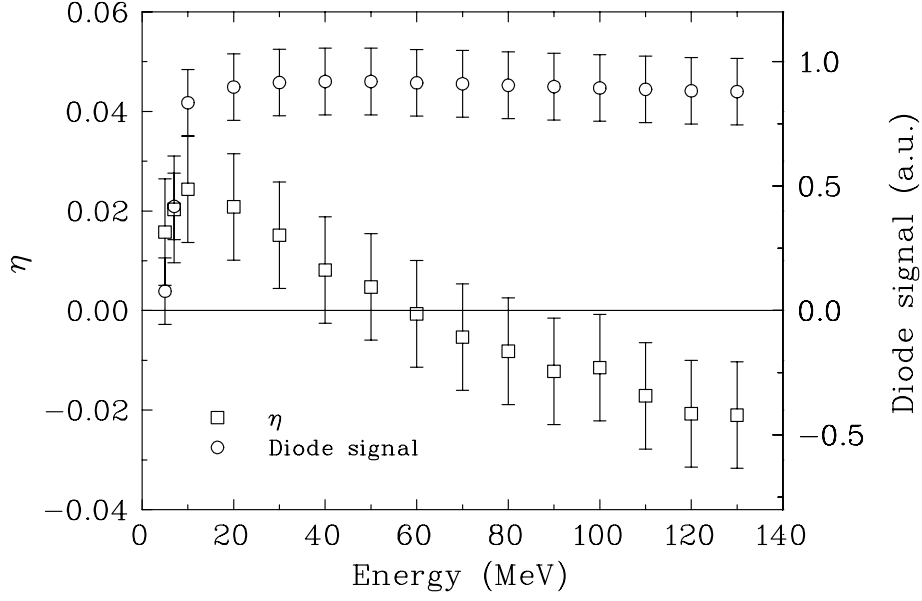


Abb. 6.5: Simuliertes Ansprechverhalten η der Comptondiode auf monoenergetische Photonen und daraus resultierendes Signal für normierte Bremsstrahlungsspektren verschiedener Endpunktsenergie.

Prozesse innerhalb der elektromagnetischen Kaskade führen allerdings dazu, dass weitaus mehr Elektronen als Positronen die Bleielektrode wieder verlassen.

Da die Comptondiode bei der Bremsstrahlungsdiagnose stets von einer breiten spektralen Photonenverteilung getroffen wird, wurde durch Gewichtung der Ansprechkurve für monoenergetische Photonen mit normierten Bremsstrahlungsspektren $B(E, E_{max})$ der Comptonstrom $I_{Compton}$ als Funktion der Endpunktsenergie E_{max} gemäß

$$I_{Compton}(E_{max}) = \int_0^{E_{max}} B(E, E_{max}) \eta(E) dE \quad (6.3)$$

berechnet. Hierbei zeigte sich, dass das Diodensignal für Bremsstrahlspektren mit gleicher Photonenzahl und Endpunktsenergien zwischen 10 und 130 MeV um nicht mehr als 10% variiert. Dies bedeutet, dass die Comptondiode in diesem Energiebereich ein Signal liefert, welches lediglich von der Anzahl der pro Zeiteinheit detektierten Photonen abhängt, unabhängig von der Energie des Elektronenstrahls, durch den sie erzeugt wurden.

6.4 Strom-Spannungswandlung und Signalverstärkung

Um für die Anwendung der Comptondioden ein leicht messbares Signal bereitzustellen, wurde eine Wandlung des Comptonstroms in eine Spannung und eine Verstärkung in einen sinnvollen Spannungsbereich realisiert. Aus der Forderung, dass die Signalspannung für hohe Bremsstrahlungsintensitäten im leicht messbaren Bereich von etwa 1 V liegen soll, kann ein sinnvoller Wert der Verstärkung ermittelt werden. Hierzu wurde die Umwandlung eines Elektronenstroms der Größe $1\ \mu\text{A}$ und der Energie 72 MeV, wie er beispielsweise für ein aktuelles Experiment am QCLAM-Spektrometer verwendet wird, in FLUKA simuliert. Wird die an 5 cm Kupfer entstehende Bremsstrahlung mit einer Comptondiode in einem Abstand von 45 cm vom Entstehungsort detektiert, so berechnet FLUKA hierfür einen Comptonstrom von 2.17 nA. Aus der obigen Forderung für die Größe der Signalspannung ergibt sich somit ein geeigneter Wandlungsfaktor von 1 V Signal pro 1 nA Comptonstrom.

Da es sich bei den Comptondioden primär um ein Werkzeug für die Operateure des S-DALINAC handelt, das für den Nutzer eine Quasi-Echtzeit-Reaktion auf die Änderungen der Strahleinstellungen bietet, werden hochfrequente Rauschkomponenten aus dem Signal herausgefiltert. Hierzu ist ein Tiefpass mit einer Zeitkonstante von 10 ms ausreichend. Signale von einzelnen Elektronenbunchen mit Pulsdauern von etwa 3 ps und Pulsabständen von 333 ps können mit diesen Detektoren allerdings nicht aufgelöst werden.

Die eingesetzte Schaltung mit dem oben hergeleiteten Wandlungsfaktor sowie der Tiefpassfilterung ist detailliert in Anhang B beschrieben. Sie wurde auf einer Platine mit einer Seitenlänge von 50 mm realisiert und findet bequem in der Kammer hinter der Comptondiode Platz. Als Signalausgang wurde eine BNC-Buchse gewählt. Somit können auch Einzelmessungen an nicht vorgesehenen Orten durchgeführt werden, da zahlreiche, am S-DALINAC existierende BNC-Signalleitungen von der Strahlführung in den Klystronraum oder den Kontrollraum genutzt werden können. Als Spannungsversorgung für den Operationsverstärker wird ein handelsübliches 12 V-Steckernetzteil verwendet. Eine weitere Schaltung teilt die Versorgungsspannung asymmetrisch auf $-4\ \text{V}$ und $+8\ \text{V}$. Das Maximalsignal der

Comptondiode ist damit auf +8 V begrenzt. Die Spannungsteilerschaltung ist auf der Platine für den Strom-Spannungswandler untergebracht; eine Schemazeichnung findet sich ebenfalls in Anhang B.

7 Messungen

Um die Eigenschaften der Comptondiode zu untersuchen, wurden Experimente am S-DALINAC unter genau definierten Bedingungen durchgeführt. Neben dem Aufbau des Strahlverlust-Diagnosesystems wurde die universelle Einsetzbarkeit weiterhin bei Messungen an TTF und ELBE getestet.

7.1 Kalibrationsmessungen am S-DALINAC

Eine experimentelle Charakterisierung der Comptondiode ist nur dann möglich, wenn einfache und reproduzierbare Bedingungen für die Messungen gewählt werden. Am S-DALINAC bieten sich zwei Stellen für Kalibrationsmessungen an: der Niederenergie-Photonenmessplatz hinter dem Injektor sowie der Bereich am Strahlfänger E1F1 in der Extraktionsstrahlführung, der in Abb. 2.1 mit ⑧ gekennzeichnet ist.

Der Photonenmessplatz hinter dem Injektor besteht, wie in Abb. 7.1 gezeigt, aus dem Ende des Strahlrohrs mit einer dünnen Aluminiumfolie als Vakuumabschluss, einem 14 mm dicken Bremsstrahlungskonverter aus Kupfer sowie einem Kupferkollimator zur Ausblendung eines definierten Photonenstrahls. Der Kollimator besitzt eine Länge von 955 mm, die Kollimatoröffnung weist einen kreisförmigen

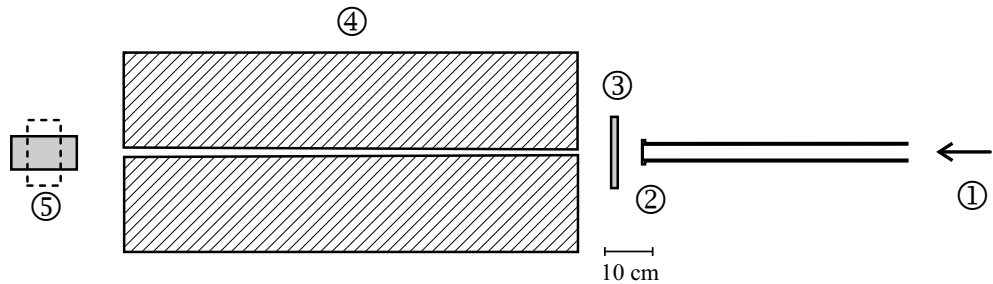


Abb. 7.1: Messaufbau für Kalibrationsmessungen hinter dem Injektor des S-DALINAC: ① Elektronenstrahl, ② Strahlaustritt, ③ Kupfer-Bremstarget, ④ Bremsstrahlungskollimator, ⑤ Comptondiode in Frontallage (durchgezogene Linie) und Querlage (gestrichelte Linie).

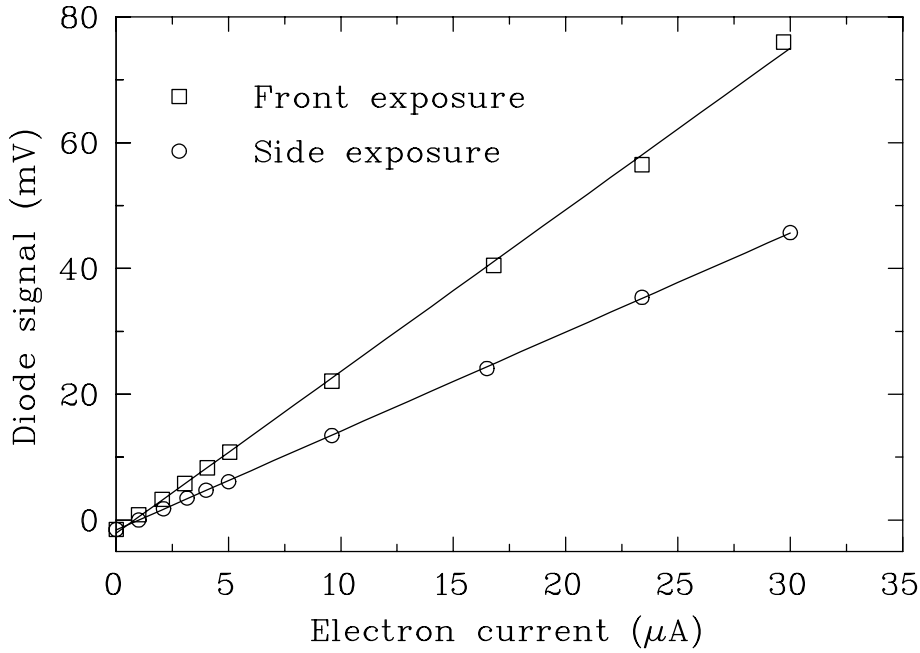


Abb. 7.2: Signal der Comptonodiode für verschiedene Detektorgeometrien in Abhängigkeit vom Strahlstrom bei einer Elektronenenergie von $E_0 = 9.0 \text{ MeV}$.

Querschnitt mit einem vorderen Durchmesser von 11.4 mm und einem hinteren Durchmesser von 19.8 mm auf. Der sich an den Kollimator anschließende Targetbereich wird durch massive Bleiabschirmung gegen sonstige Strahlung aus der Beschleunigerhalle geschützt. Die Comptonodiode wurde zentral in einem Abstand von 10 cm hinter den Kollimatorausgang positioniert. In Abb. 7.2 ist das Diodensignal als Funktion des Stroms auf dem Konvertertarget bei einer Elektronenenergie von $E_0 = 9.0 \text{ MeV}$ dargestellt. Die Quadrate zeigen das Ergebnis der Messung, wenn die Photonen mittig auf die quadratische Frontelektrode treffen. Die Kreise zeigen das Signal, wenn die Comptonodiode um 90° gedreht wird, so dass der Photonenstrahl mittig auf eine Seitenfläche der Diode auftrifft. Der Messfehler ist in beiden Fällen kleiner als die Symbolgröße. Das Diodensignal ist direkt proportional zum Elektronenstrom und damit auch zur Bremsstrahlungsintensität bei einer festen Endpunktsenergie. Die Signalgröße für seitlichen Photoneneinfall beträgt nur 60% derer für frontalen Einfall. Dies kann mit den Simulationsergebnissen aus Abb. 6.2 verstanden werden. Bei frontalem Einfall baut sich der Comptonstrom etwa zur Hälfte im Aluminium auf, der restliche Aufbau erfolgt im Plexiglas-Streukörper. Bei seitlichem Photoneneinfall beträgt

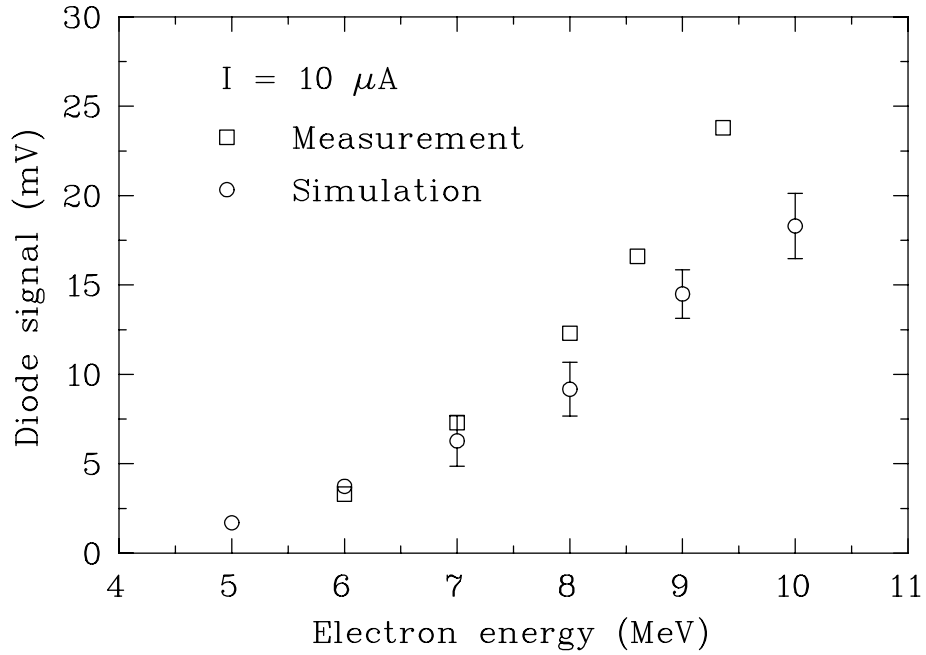


Abb. 7.3: Comptondiodensignal als Funktion der Endpunktsenergie des Bremsstrahlungsspektrums.

die Plexiglasdicke in Strahlrichtung nur 2 mm. Somit fällt hier die Wirkung des Streukörpers fast vollständig aus und der Comptonstrom ist entsprechend kleiner.

Die Abhängigkeit der Signalgröße von der Elektronenenergie wurde im Bereich zwischen $E_0 = 6.0$ MeV und $E_0 = 9.4$ MeV vermessen. In Abb. 7.3 ist das gemessene Comptondiodensignal für einen Strom von $10 \mu\text{A}$ auf dem Konvertertarget als Funktion der Energie zusammen mit der in FLUKA simulierten Signalgröße dargestellt. Der Messfehler ist kleiner als die Symbolgröße, der Fehler der Simulation wurde aus statistisch unabhängigen Programmläufen bestimmt. Der Signalanstieg mit zunehmender Energie ist auf zwei Effekte zurückzuführen: Erstens steigt die Zahl der produzierten Bremsstrahlungsphotonen mit der Elektronenenergie, zweitens erzeugt (zumindest in diesem Energiebereich) ein höherenergetisches Photon einen größeren Signalbeitrag als ein niederenergetisches und kann mit den in Abb. 6.5 gezeigten Simulationen zur Ansprechwahrscheinlichkeit η erklärt werden. In der Simulation wurde aus Gründen des Rechenaufwands der Kupferkollimator nicht modelliert. Vielmehr wurden nur die Photonen berücksichtigt, deren Pfad vom Entstehungsort bis zur Comptondiode rein geometrisch innerhalb der Kollimatoröffnung verläuft. Die durch Streuung an der Kollimatorwand erzeugten Sekundärphotonen bleiben hierbei unberücksichtigt, so dass das

simulierte Compton signal im Vergleich zum gemessenen zu klein ist.

Eine Umrechnung der gemessenen Signalgrößen in die in Gl. (5.10) definierte Detektorempfindlichkeit erfordert die Bestimmung der Photonenenergiedosisleistung in den Kalibrationsmessungen. Da die Comptondiode eine 90 mm dicke, zentrale Bleielektrode enthält, kann in guter Näherung angenommen werden, dass die auftreffende Bremsstrahlungsenergie im Endpunktsenergiebereich bis 130 MeV vollständig darin deponiert wird. Die Energiedosisleistung ist unter dieser Annahme gleich der Leistung im Photonenstrahl, welche mittels numerischer Simulationen für die Messgeometrie berechnet wurde, dividiert durch die Masse der Comptondiode. Hieraus ergibt sich bei einer Elektronenenergie von 9.4 MeV und einem Strom von $10 \mu\text{A}$ auf dem Konvertertarget eine Dosisleistung von 0.52 mGy s^{-1} am Ort der Comptondiode. Die hieraus und aus den Ergebnissen in Abb. 7.3 resultierende totale Detektorempfindlichkeit bei einer Querschnittsfläche der Bleielektrode von 33.6 cm^2 beträgt $45.4 \text{ nA pro Gy s}^{-1}$.

Kalibrationsmessungen bei höheren Elektronenenergien konnten im Extraktionsbereich des S-DALINAC realisiert werden. Der Strahlfänger E1F1, der sich in Abb. 2.1 an Position ⑧ befindet, wurde entfernt und ein 50 mm dickes Konvertertarget aus Kupfer 11 cm hinter die Strahlaustrittsfolie platziert. Der Elektronenstrom auf dem Konvertertarget konnte ausgelesen werden. Die Comptondiode wurde zentral in einem Abstand von 45 cm hinter das Konvertertarget gestellt. Das Diodensignal als Funktion des Elektronenstroms ist wiederum linear mit einer Steigung von $2.3 \text{ V } \mu\text{A}^{-1}$. Die Detektorempfindlichkeit beträgt $3.7 \text{ nA pro Gy s}^{-1}$. Das Einbringen eines Permanentmagneten zwischen Konvertertarget und Detektor zur Entfernung sekundärer Elektronen aus dem Strahl brachte keine Änderung der Signalgröße. Dies bedeutet, dass im gewählten Aufbau Sekundärelektronen keinen zusätzlichen Comptonstrom hervorrufen konnten.

Zur Ermittlung der experimentellen Detektionsschwelle der Comptondiode wird eine Signalgröße gefordert, die den Rauschpegel des Signalverstärkers von $U_r = 100 \mu\text{V}$ übersteigt. Aus den Messergebnissen folgt, dass bei $E_0 = 9.0 \text{ MeV}$ in der Messanordnung hinter dem Injektor ein Verluststrom von $I_s = 39 \text{ nA}$, bei $E_0 = 72.0 \text{ MeV}$ am Setup in der Injektion ein Strom von $I_s = 44 \text{ pA}$ detektiert werden kann. Da der Kollimator am (γ, γ') -Messplatz einen großen Bruchteil des Photonenflusses von der Comptondiode abblockt, der Messaufbau am

Strahlfänger E1F1 mit seiner direkten Bestrahlung der Comptondiode hingegen einen Idealfall zur Photonendetektion darstellt, liegen die in der Praxis detektierbaren Schwellen für Verlustströme zwischen diesen beiden Werten.

7.2 Vergleich von Experiment und Theorie

Nach der Bestimmung der experimentellen Detektorempfindlichkeiten sollen diese mit den theoretischen Werten aus der analytischen Theorie und den mit FLUKA berechneten Werten verglichen werden. In Tab. 7.1 sind die Werte für zwei niedrige und eine hohe Elektronenenergie zusammengestellt. Der Abfall der Empfindlichkeit mit steigender Energie E_0 wird von beiden theoretischen Beschreibungen richtig vorhergesagt. Das einfache analytische Modell unterschätzt die Empfindlichkeit bei $E_0 = 6.0$ MeV deutlich, weil es den spektralen Verlauf der Bremsstrahlung nicht berücksichtigt, sondern nur die Gegebenheiten bei der Endpunktsenergie E_{max} . Die Werte bei höheren Energien zeigen eine deutlich bessere Übereinstimmung, weil der Abfall der Empfindlichkeit mit der Energie hier geringer ist und sich die Vernachlässigung der tatsächlichen energetischen Gegebenheiten weniger auswirkt. Die mit FLUKA simulierten Werte zeigen bei $E_0 = 6.0$ MeV und $E_0 = 72.0$ MeV eine gute Übereinstimmung, lediglich der Wert bei $E_0 = 9.0$ MeV

Tab. 7.1: Vergleich der gemessenen (S_{exp}), nach dem analytischen Modell aus Kap. 6 berechneten (S_{ana}) und mit FLUKA simulierten (S_{FLUKA}) Detektorempfindlichkeiten für die Elektronenenergien der Kalibrationsmessungen.

E_0/MeV	$S_{exp}/\text{nA}/(\text{Gy s}^{-1})$	$S_{ana}/\text{nA}/(\text{Gy s}^{-1})$	$S_{FLUKA}/\text{nA}/(\text{Gy s}^{-1})$
6.0	138.1	50.0	156.5
9.4	45.4	35.3	30.5
72.0	3.7	5.5	3.5

weicht um 33% von der experimentellen Größe ab. Dies hat seine Ursache in der im letzten Abschnitt erläuterten, vereinfachten Simulationsgeometrie, die zu einer Unterschätzung des Diodensignals führt. Obwohl beide theoretische Methoden im untersuchten Energiebereich zumindest qualitativ mit den experimentellen Befunden übereinstimmen, bietet die FLUKA-Simulation eine Reihe von Vorteilen gegenüber der analytischen Theorie: Komplexe Messgeometrien können berücksichtigt werden, die Erzeugung der Bremsstrahlung kann realistisch modelliert werden und das Comptonsignal kann hinsichtlich des Einflusses von Positronen oder der Rückstreuung von Elektronen detailliert analysiert werden.

7.3 Strahlverlustsystem am S-DALINAC

Zur Diagnose des Bremsstrahlungsuntergrundes in der Beschleunigerhalle des S-DALINAC wurde ein System, bestehend aus Detektor, Signalwandlung und Signaldarstellung im Kontrollraum aufgebaut.

Als Detektoren werden die Comptondioden nahe am Strahlrohr eingesetzt. Die Position der Detektoren ist in Abb. 2.1 durch Sterne gekennzeichnet. Zur Befestigung der Dioden am Beschleunigerkryostaten existieren Halterungen, die direkt an die Verbindungsflansche der Kryomodule angeschraubt werden können. Abbildung 7.4 zeigt eine Comptondiode am Modul 8/9 des Hauptbeschleunigers. Die Comptondioden sind bei dieser Anwendung elektrisch isoliert angebracht, um Erdschleifen in den Signalleitungen zu vermeiden. Das Comptonsignal wird zum Test der Signalverarbeitung über BNC-Leitungen bis in den Kontrollraum geführt.

Das Diodensignal wird über einen Multiplexer mit einstellbaren Verstärkungsfaktoren 1, 2, 5 und 10 zur Digitalisierung auf einen achtkanaligen Analog-Digital-Wandler (ADC) mit einer Auflösung von 16 Bit geleitet. Der Eingangsspannungsbereich des ADC beträgt von -10 V bis +10 V. Je nach zu erwartender Signalgröße kann die Multiplexer-Verstärkung eingesetzt werden, um die Bitbreite des ADC optimal zu nutzen.

Die Daten werden vom ADC über eine serielle Schnittstelle an einen Rechner



Abb. 7.4: Comptondiode mit Halterung am Übergang zwischen zwei Kryomodulen des Hauptbeschleunigers.

übertragen. Dort erfolgt die Darstellung der Messwerte, die in Zeitabständen von 0.5 s aktualisiert werden.

Nach weiteren Praxistests soll ein ADC-System im Klystronraum des Beschleunigers eingesetzt werden, um die Analogsignalwege zu verkürzen. Über ein geeignetes Datenprotokoll kann der Transport der digitalen Werte in den Kontrollraum erfolgen.

7.4 Einsatz an der TESLA Test-Facility

Am DESY in Hamburg befindet sich TESLA (Tera Electron Volt Energy Superconducting Linear Accelerator) in der Planung [32]. Hierbei handelt es sich um einen 33 km langen Elektron-Positron-Linear-Collider, der für Experimente in der Hochenergiephysik sowie im Energiebereich bis 50 GeV als Treiber für einen SASE-Röntgenlaser eingesetzt werden soll.

Um die technische Machbarkeit von TESLA zu demonstrieren und die notwendigen Erfahrungen für den Aufbau und Betrieb einer solch großen Maschine zu sammeln, wird seit 1998 an der TESLA Test-Facility (TTF) gearbeitet. TTF besteht, wie in Abb. 7.5 gezeigt, aus einem supraleitenden Elektronenbeschleuniger. Daran schließt sich ein 15 m langer Undulator an, an dem das SASE-Prinzip (Self-Amplification of Spontaneous Emission) für den geplanten TESLA-Röntgenlaser im Wellenlängenbereich von 80 bis 180 nm erfolgreich demonstriert wurde.

Ein wesentliches Ziel der TESLA Test-Facility besteht in der Entwicklung und dem Betrieb geeigneter, supraleitender Beschleunigungskavitäten. TESLA wird etwa 20 000 dieser Kavitäten benötigen. Dies bedeutet, dass strenge Qualitätsanforderungen erfüllt werden müssen. Bei TTF wurden neunzellige Niobstrukturen mit einer Betriebsfrequenz von 1.3 GHz entwickelt, die für einen Beschleunigungsgradienten von 15 MV/m entworfen wurden, nach dem momentanen Erfahrungsstand aber mit Gradienten von bis zu 25 MV/m in TESLA betrieben werden können. Die Strukturen besitzen eine unbelastete Güte von $Q = 1 \cdot 10^{10}$. Jeweils acht von ihnen werden in einen 12 m langen Heliumkryostaten, einem Modul, eingebaut und mit einem gemeinsamen Klystron betrieben. An TTF befinden sich gegenwärtig zwei Module in Betrieb.

Bei Modul 2 von TTF wurde signifikante Emission von Dunkelstrom während des Hochfrequenzpulses beobachtet. Dies ist beim endgültigen Betrieb von TESLA nicht tolerabel. Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wurden die im Rah-

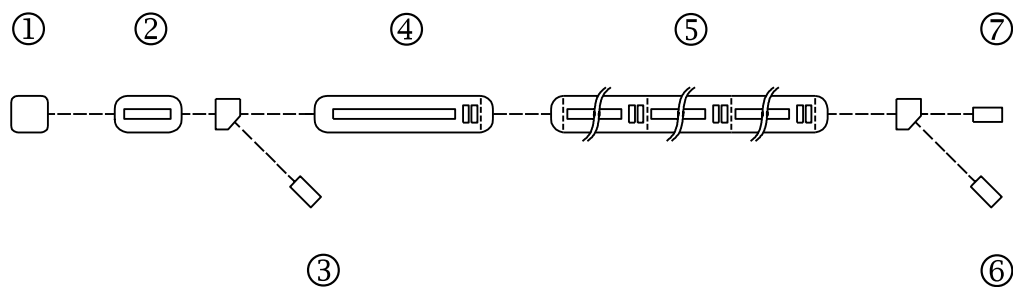


Abb. 7.5: Schematischer Aufbau des TESLA Test-Facility-Beschleunigers mit ① Elektronenkanone, ② Einfangkavität, ③ Niederenergie-Strahlfänger, ④ Kryomodul 1, ⑤ Kryomodul 2 (und zukünftig noch 3, 4), ⑥ Hochenergie-Strahlfänger und ⑦ Übergang zum Undulator und der optischen Diagnose.

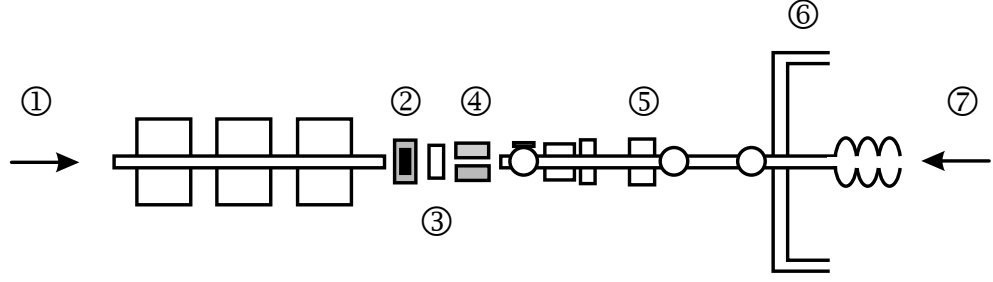


Abb. 7.6: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Dunkelstromemission an TTF in der Strahlführung zwischen Kryomodul 1 und 2. Die Nummern bezeichnen ① normale Elektronenstrahlrichtung, ② Comptondiode, ③ Kupfer-Bremsstrahlungskonverter, ④ Bleikollimator, ⑤ Dipol H4BC2, ⑥ vorderes Ende von Kryomodul 2 und ⑦ rückbeschleunigter Dunkelstrom.

men dieser Arbeit entwickelten Comptondioden als Diagnosewerkzeug eingesetzt. Dazu wurde in der Strahlführung zwischen Modul 1 und Modul 2 ein Stück Strahlrohr entfernt und zum Modul 2 hin ein 1 mm dickes Vakuumabschlussfenster aus Stahl montiert. Bei Betrieb der Hochfrequenz in Modul 2 wird zumindest ein Teil des Dunkelstroms entgegen der eigentlichen Strahlrichtung zum Vakuumabschlussfenster hin beschleunigt. Wie in Abb. 7.6 gezeigt, wurde hinter das Fenster ein Bleikollimator mit 10 mm breitem Schlitz, ein 50 mm dicker Bremsstrahlungskonverter aus Kupfer mit Strommessung und eine Comptondiode platziert.

Für die Untersuchungen wurde TTF mit einer getakteten Hochfrequenz mit einer Pulsdauer von 1 ms und einer Wiederholfrequenz von 1 Hz betrieben. Während des Hochfrequenzpulses wurde in der Diode Comptonstrom generiert. Da die Strom-Spannungswandlerschaltung der Comptondiode einen Tiefpassfilter mit einer Zeitkonstante $\tau=10$ ms darstellt, musste diese Filterung bei der Auswertung der Signale berücksichtigt werden. Wird auf einen Tiefpass ein rechteckiges Eingangssignal der Amplitude A und der Zeitdauer T gegeben, so resultiert am Ausgang ein Signal s mit folgendem Zeitverlauf:

$$s(t) = \begin{cases} A(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) & : t \leq T \\ A(1 - e^{-\frac{T}{\tau}})e^{-\frac{t-T}{\tau}} & : t > T \end{cases} \quad (7.1)$$

Für Pulsdauern T mit $T \ll \tau$ kann der erste Teil des Antwortsignals genähert werden zu $s(t) \approx \frac{A}{\tau} t$. Die Steigung des Ausgangssignals ist somit proportional

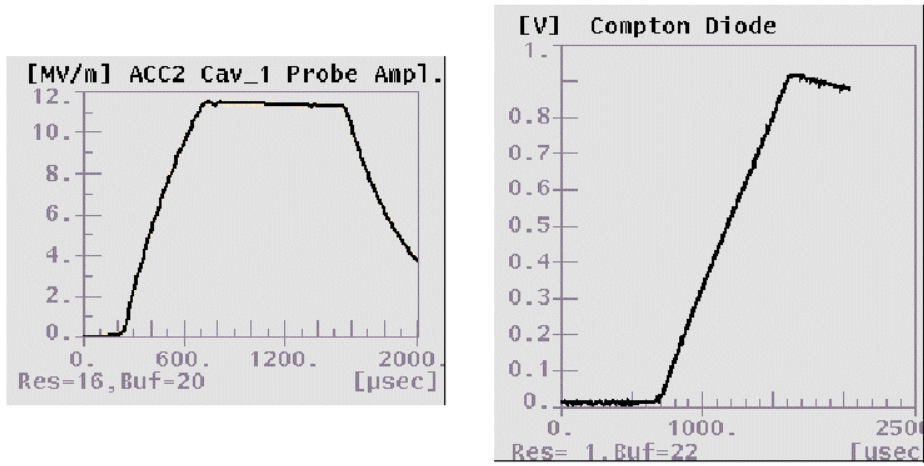


Abb. 7.7: Bildschirm-Ausschnitt der Analysesoftware von TTF. Dargestellt ist links der zeitliche Verlauf eines Hochfrequenzpulses, umgerechnet in Beschleunigungsspannung, und rechts der Verlauf des zugehörigen Comptondiodensignals.

zur Amplitude A des Eingangssignals. Bei fester Pulsdauer ist der Maximalwert $s(T)$ ebenfalls proportional zu A . Allerdings unterscheidet er sich vom Wert des Ausgangssignals s_∞ für ein konstantes Eingangssignal um den Faktor T/τ . Die Form eines Hochfrequenzpulses und ein Comptondiodensignal für den getaketen Betrieb, wie sie vom TTF-Kontrollsystem angezeigt werden, sind in Abb. 7.7 gezeigt. Für die Pulslänge $T=1$ ms und die Filterzeitkonstante $\tau=10$ ms reduziert sich die maximale Signalamplitude der Comptondiode um den Faktor 10 gegenüber einer Dauerstrich-Messung.

Um die Quelle des Comptonstroms zu identifizieren, wurden nacheinander Cavities in Modul 2 in ihrer Resonanz verstimmt, so dass in ihnen nur geringe Feldamplituden angeregt werden konnten. Der dabei gemessene Elektronenstrom auf dem Kupferkonverter und das Comptondiodensignal sowie das Verhältnis aus beiden Signalen sind in Tab. 7.2 gegeben. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass das Comptondiodensignal um über einen Faktor 30 abfällt, sobald Struktur 8 verstimmt wird. Dies deutet sehr stark auf diese Kavität als Quelle des Dunkelstroms hin. Gleichzeitig ist bei der Strommessung auf dem Konvertertarget nur ein Abfall um einen Faktor 14 zu beobachten. Da gemäß Tab. 7.2 der überwiegende Teil des Dunkelstroms von Struktur 8 am Ende von Modul 2 stammt, besitzt dieser durch Rückbeschleunigung in Struktur 7 bis 1 eine höhere Energie und

Tab. 7.2: Comptondiodensignal (CD), Strom auf dem Kupferkonverter sowie Verhältnis beider Größen in Abhängigkeit von der Verstimmung von Beschleunigungsstrukturen in Modul 2. ✓=resonant, ✗=verstimmt.

Beschleunigungsstruktur								CD / mV	Strom / nA	CD/Strom
#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8			
✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	3234.0	142.5	22.7
✓	✓	✓	✓	✓	✓	✗	✗	107.40	10.8	9.9
✓	✓	✓	✓	✓	✗	✓	✗	115.5	11.4	10.2
✓	✓	✓	✓	✗	✓	✓	✗	104.0	11.6	9.0
✓	✓	✓	✗	✓	✓	✓	✗	54.2	8.5	6.4
✓	✓	✗	✓	✓	✓	✓	✗	43.5	3.7	11.7
✓	✗	✓	✓	✓	✓	✓	✗	46.2	7.6	6.1
✗	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✗	52.5	4.7	11.1

erzeugt mehr Bremsstrahlung als der restliche Anteil des Dunkelstroms, der von Strukturen näher an der Comptondiode herrührt. Deshalb ist auch das Verhältnis Comptondiodensignal zu Konverterstrom bei Betrieb der Struktur 8 am größten.

Die Abhängigkeit des Dunkelstroms vom Beschleunigungsgradienten im Modul 2 wurde im Bereich von 10.7 MV/m bis 13.3 MV/m vermessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.8 dargestellt. Dabei gehorchen beide Signale einer exponentiellen Abhängigkeit von der Größe des Beschleunigungsfeldes in der Kavität. Dieser exponentielle Signalverlauf stimmt mit den Vorhersagen der Fowler-Nordheim-Beziehung [33] überein. Die Steigung des Comptondiodensignals ist allerdings größer als die des Stromsignals auf dem Kupferkonverter. Dies kann wiederum aus der Überlagerung zweier Effekte verstanden werden, die die Signalgröße beeinflussen: Einerseits steigt die Größe des emittierten Dunkelstroms mit anwachsendem Feld, andererseits auch seine Energie, die er im Feld der Strukturen 7 bis 1 gewinnt (alle Strukturen besitzen die gleiche Feldstärke, da sie von einem gemeinsamen Klystron betrieben werden). Elektronen höherer Energie erzeugen

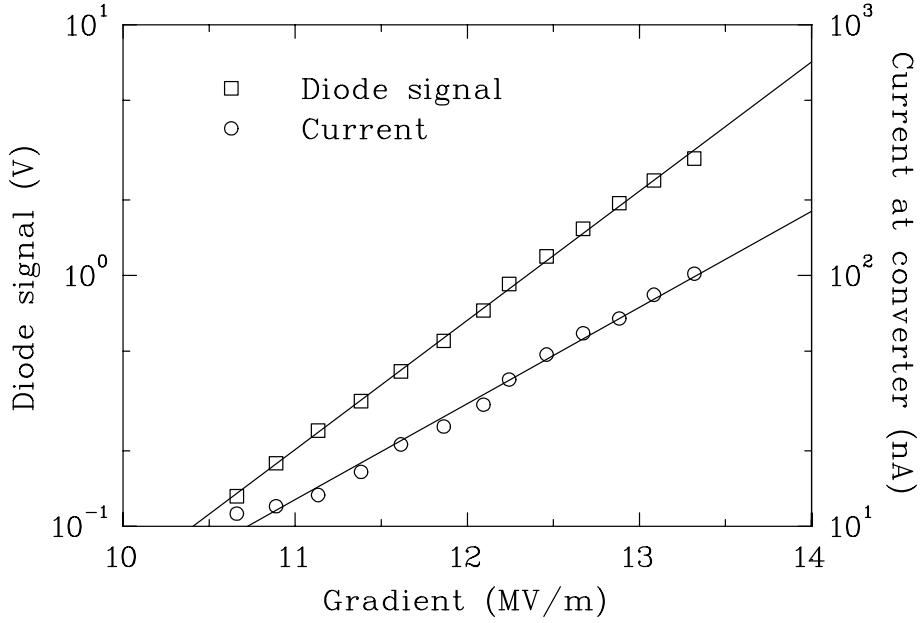


Abb. 7.8: Dunkelstromemission als Funktion des Beschleunigungsgradienten in Modul 2.

mehr Bremsstrahlungsphotonen als die niedrigerer Energie.

Die Bestimmung der Energie des Dunkelstroms konnte durch Ablenkung in einem kalibrierten Dipol erfolgen. Dazu wurde der Dipol H4BC2 aus Abb. 7.6 variiert, der einen Eichfaktor von 1.43 mT/A besitzt. Die horizontale Ablenkung von Elektronen der Energie E in einem Abstand L hinter einem Dipol der magnetischen Länge l beträgt

$$x = \frac{L l e c B}{E}, \quad (7.2)$$

wobei B die magnetische Induktion im Dipol ist, e die Elementarladung und c die Lichtgeschwindigkeit. Aus der Messung der Strahlablenkung an einem OTR-Target und dem zugehörigen Dipolstrom ergibt sich eine Energie des Dunkelstroms von circa 105 MeV. Da die Energiemessung bei einem Beschleunigungsgradienten von 14.5 MV/m durchgeführt wurde, muss die Beschleunigungsstrecke mindestens 7 m betragen haben. Dies bedeutet wiederum, dass der Dunkelstrom aus Struktur 8 stammen muss und durch die restlichen Strukturen 7 bis 1 zurück beschleunigt wurde.

Simulationen der Comptonodiode in dieser Messgeometrie mit FLUKA zeigen bei Annahme einer Größe des Dunkelstroms von 30 nA und einem Strahlfleckdurchmesser von 8 mm am Austrittsflansch eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

7.5 Messungen an ELBE

Am Forschungszentrum Rossendorf befindet sich der supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger ELBE (Elektronenbeschleuniger hoher Brillanz und geringer Emittanz) [34] im Aufbau. ELBE wird einen Elektronenstrahl mit Energien zwischen 12 und 40 MeV und Strahlstrom bis zu 1 mA liefern. Mit dem Strahl sollen zwei infrarote FELs im Wellenlängenbereich zwischen 5 und 150 μm betrieben werden. Außerdem ist die Erzeugung von Channeling- und Bremsstrahlung sowie Neutronen für kern- und strahlungsphysikalische Experimente vorgesehen.

Zum Zeitpunkt der Messungen mit Comptondioden existierten an ELBE bereits folgende, in Abb. 7.9 gezeigte Komponenten: Als Elektronenkanone dient eine thermische, gepulste Quelle. Die anschliessende normalleitende Beschleunigungssektion beschleunigt den Strahl auf 250 keV und prägt ihm die notwendige Zeitstruktur auf. Das erste Beschleunigungsmodul enthält zwei der an TTF entwickelten, neunzelligen Niobkavitäten mit einer Betriebsfrequenz von 1.3 GHz. Mit ihnen können Elektronenenergien bis zu 20 MeV erzeugt werden. Hinter dem Modul befindet sich die Strahlführung zu einem Strahlfänger in Geradeausrichtung sowie alternativ zu einem Strahlfänger in einem Abzweig nach links. Letzterer kann mittels eines kalibrierten Dipols als Spektrometer verwendet werden.

Bei den an ELBE produzierten Strahlleistungen von mehreren kW ist ein Überwachungs- und Notabschaltssystem für den Beschleuniger notwendig, um bei Fehlern in der Strahljustage Schäden wie Aktivierung von Beschleunigerkomponen-

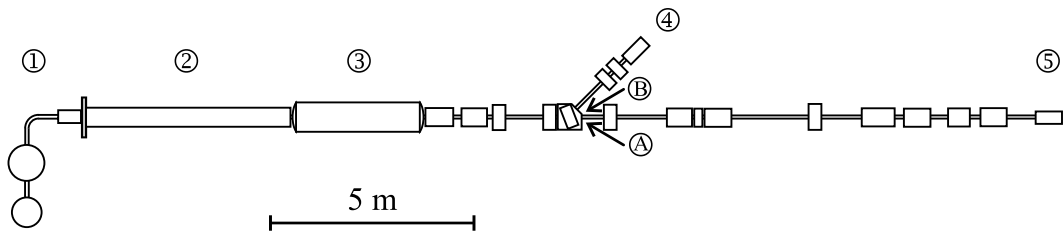


Abb. 7.9: Übersicht über den Beschleuniger ELBE mit ① Elektronenkanone, ② Injektor, ③ Kryomodul, ④ seitlichem Strahlfänger und ⑤ hinterem Strahlfänger. (A) und (B) bezeichnen die Positionen der Comptondioden für eine im Text beschriebene Messung.

ten, Ausfall wichtiger elektronischer Bauteile in der Beschleunigerhalle oder lokale Erhitzung der Strahlführung und nachfolgende Vakuumeinbrüche zu vermeiden. Das bisher getestete Strahlungsdiagnosesystem mit Szintillatoren und Photomultipliern erwies sich als sehr störanfällig und unzuverlässig. Aus diesem Grund wurden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Comptondioden auf ihre Anwendbarkeit an ELBE getestet.

In einem ersten Anwendungsfall wurde die Diagnose der Elektronenstrahllage in der geraden Sektion der Strahlführung hinter dem Linac durchgeführt. Dazu wurden zwei Comptondioden, wie in Abb. 7.9 an Position ① und ② gezeigt, rechts und links neben dem Strahlrohr positioniert. Mittels Variation des Dipols direkt vor den Comptondioden konnte der Strahl von rechts nach links geschwenkt werden. Abbildung 7.10 zeigt die Signale der Comptondioden als Funktion des Dipolstroms bei einer Strahlenergie von 12 MeV und einem Strahlstrom von 300 nA. Hierbei tritt bei beiden Signalen etwa spiegelbildlich ein großes und ein kleines lokales Maximum auf. Das große Maximum entsteht dann, wenn der Elektronenstrahl vor der Comptondiode auf die ihr zugewandte Seite des Strahlrohrs trifft und dort eine hohe Bremsstrahlungsintensität erzeugt. Das kleinere Maximum stammt von der Bremsstrahlung, die erzeugt wird, wenn der Elektronenstrahl vor der Comptondiode auf die ihr abgewandte Seite des Strahlrohrs trifft und somit nur ein Bruchteil der Strahlung auf die Diode trifft. Das gemeinsame lokale Minimum beider Comptondioden bei einer Dipoleinstellung von -600 Skalenteilen markiert die optimale Einstellung des Elektronenstrahls in der horizontalen Ebene.

In einer zweiten Anwendung wurde eine Comptondiode hinter dem seitlichen Strahlfänger platziert. Durch Druckschwankungen im Gasraum über dem flüssigen Helium kommt es zu einer leichten Deformation der Beschleunigungsstrukturen. Die dadurch hervorgerufene Verstimmung der Resonanz der Strukturen führt zu einer Energieänderung des Elektronenstrahls. Die Druckschwankungen resultieren aus technischen Problemen mit der Heliumverflüssigungsanlage von ELBE. Sie besitzen eine Amplitude von etwa 0.3 mbar um den Solldruck von 16 mbar und treten periodisch mit einer Frequenz von ungefähr 1 Hz auf. Der Elektronenstrahl führt aufgrund dieser Energiemodulation in der dispersiven, seitlichen Strahlführung eine kleine horizontale Schwankung mit dieser Frequenz aus. Die dadurch erzeugte Änderung des Bremsstrahlungsuntergrundes hinter dem

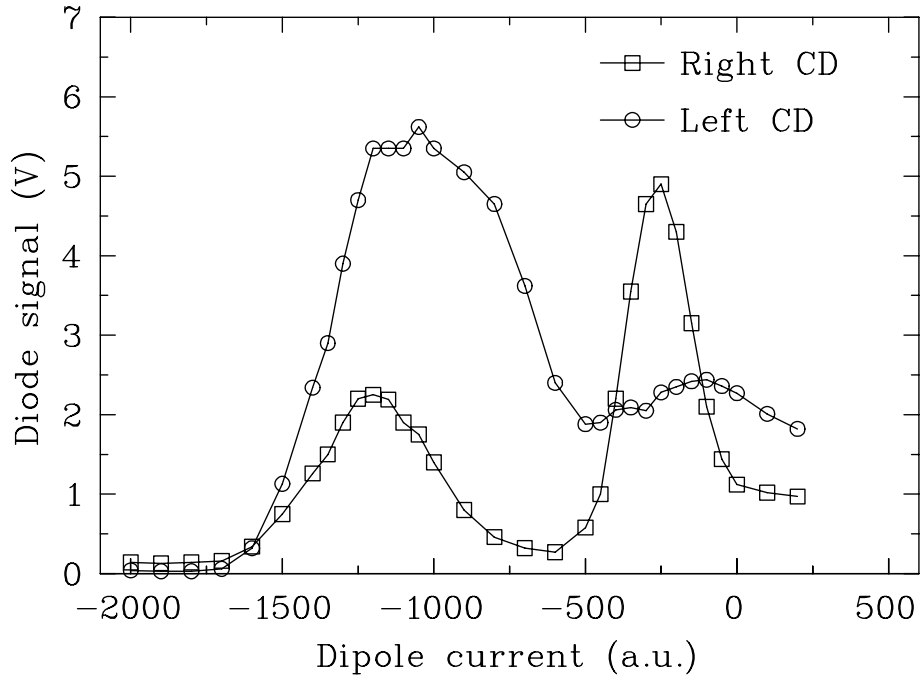


Abb. 7.10: Signal der rechten und linken Comptondiode bei einem Horizontal-schwenk des Elektronenstrahls.

Strahlfänger konnte mit der Comptondiode detektiert werden und ist in Abb. 7.11 zusammen mit einem gleitenden Mittelwert über 0.4 s als Funktion der Zeit aufgetragen.

Die Comptondioden erwiesen sich während der Messzeit als zuverlässige und einfache Detektoren, deren Signale leicht interpretierbar sind. Momentan wird aufgrund dieser Erfahrungen an einem an ELBE angepassten Design von Comptondioden zur Strahldiagnose und als Teil der Notabschaltung des Beschleunigers gearbeitet. Zur Überwachung der Strahllage ist eine ringförmige Anordnung aus segmentierten Comptondioden denkbar. Dabei liegen jeweils eine obere und eine untere sowie eine rechte und eine linke Comptondiode eng am Strahlrohr an. Durch Vergleich der Signale von gegenüberliegenden Dioden kann die Strahllage in horizontaler und vertikaler Richtung überwacht werden. Für die an ELBE möglichen hohen Bremsstrahlungsflüsse ist eine Änderung des Strom-Spannungswandler-Designs nötig. Es wird eine zusätzliche Abschirmung der Platine gegen Strahlung benötigt, da sonst mit häufigen Ausfällen des Operationsverstärkers zu rechnen ist. Dies kann allerdings problemlos durch Anbringen einer entsprechenden Schichtdicke von Blei um die Platine oder einer Verlegung des

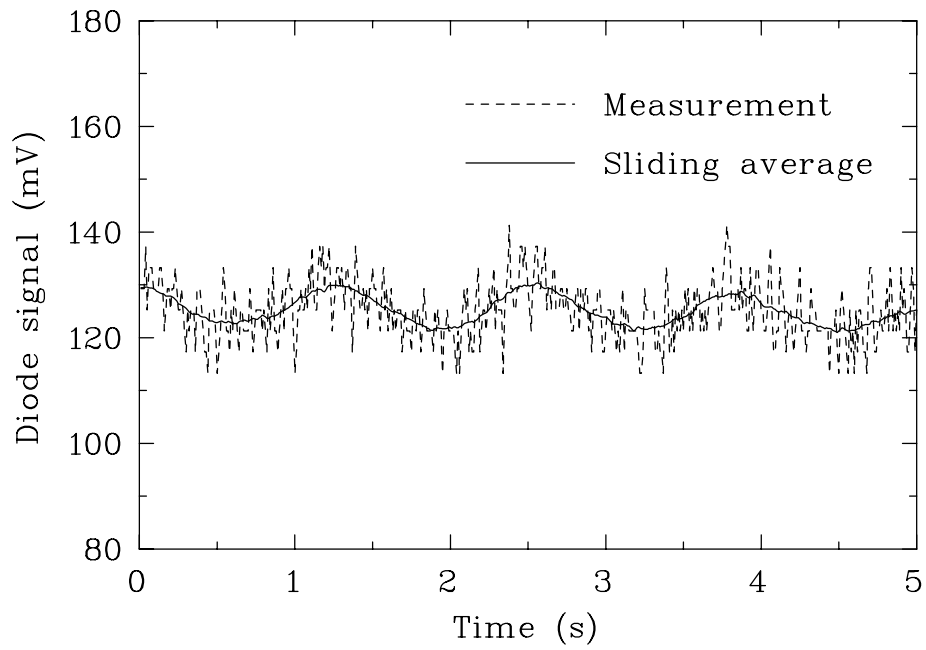


Abb. 7.11: Periodische Schwankungen des Comptondiodensignals aufgrund von Druckschwankungen der Heliumverflüssigungsanlage.

Strom-Spannungswandlers in ein externes Gehäuse, welches nicht in der Strahlungskeule steht, realisiert werden.

8 Zusammenfassung und Diskussion

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Entwicklung, der Aufbau und der Einsatz von Comptondioden zur Bremsstrahlungsdiagnose an Beschleunigern beschrieben.

Die physikalischen Prozesse, die der Signalentstehung in den Comptondioden zugrunde liegen, sind gut verstanden und konnten mit numerischen Methoden im Programm FLUKA quantitativ simuliert werden. Dies ermöglichte eine Optimierung der Materialwahl und der Diodengeometrie hinsichtlich der Größe des erzeugten Comptonstroms bei festen Bestrahlungsbedingungen. Der realisierte Aufbau aus den Materialien Aluminium, Plexiglas und Blei sowie die einfache Quadergeometrie erlauben die Fertigung der Dioden in den hauseigenen Werkstätten des Instituts, so dass das Detektorsystem sehr kostengünstig ist.

Zur Signalwandlung und Verstärkung wurden elektronische Schaltungen direkt in die Comptondiode integriert. Auch hierbei lag das Augenmerk auf einer einfachen Handhabbarkeit des Detektors. Daher wurde als Spannungsversorgung ein handelsübliches 12 V-Steckernetzteil verwendet.

Kalibrationsmessungen am Injektor und in der Extraktion des S-DALINAC im Energiebereich zwischen 6 und 72 MeV bestätigten die von FLUKA-Simulationen vorhergesagten Eigenschaften der Comptondioden. Die Linearität des Signals als Funktion des auftreffenden Photonenstroms konnte von niedrigen bis zu hohen Endpunktsenergien des Spektrums gemessen werden. Die Energieabhängigkeit des Signals zeigt einen deutlichen Anstieg bis zu Energien von circa 10 MeV. Im Endpunktsenergiebereich über 10 MeV ist das Signal im wesentlichen energieunabhängig und damit nur noch proportional zum detektierten Photonenstrom. Aufgrund der Asymmetrie der Comptondiode wird bei seitlicher Bestrahlung im Verhältnis zur Frontalbestrahlung nur eine Signalgröße von 60% erzeugt.

Als Anwendung wurde ein Bremsstrahlungs-Diagnosesystem in der Beschleunigerhalle des S-DALINAC aufgebaut. Die Analogsignale werden über eine Multiplexer-ADC-Einheit digitalisiert und im Kontrollraum des Beschleunigers auf einem Rechner angezeigt. Hierbei muss noch weitere Erfahrung mit dem System gesammelt werden, um beispielsweise die Detektorpositionen weiter zu optimieren oder die einzelnen Signale qualitativ und quantitativ in Bezug zur jeweiligen

Strahleinstellung zu setzen. Diese Arbeiten können im Laufe der nächsten Monate begleitend zu anderen Experimenten erfolgen.

Die einfache Handhabung und Zuverlässigkeit der Detektoren konnte in zwei Anwendungen an externen Beschleunigern demonstriert werden. Bei der Untersuchung von Dunkelstromemission an der TESLA Test-Facility konnte die Struktur 8 im zweiten Modul als Quelle des Dunkelstroms identifiziert werden. Die exponentielle Abhängigkeit der Dunkelstromemission vom Beschleunigungsgradienten konnte im Bereich zwischen 10.7 MV/m und 13.3 MV/m bestätigt werden. An ELBE am Forschungszentrum Rossendorf konnten Tests zur Strahldiagnose mit Comptondioden durchgeführt werden. Hierbei wurde die Messung der korrekten Einstellung eines Dipols mittels Bremsstrahlungsdiagnose sowie die Detektion von Energieschwankungen des Strahls demonstriert. Die Abschirmung der Signalelektronik der Dioden war bei den hohen Bremsstrahlungsflüssen an ELBE unzureichend, so dass ein Ausfall der Operationsverstärker erfolgte. Allerdings bewährte sich auch hierbei die Konzentration auf einfache Konzepte, denn die Messungen des Comptonstroms konnten problemlos mit einem vor Ort verfügbaren Strommessgerät fortgesetzt werden. Basierend auf den positiven Erfahrungen in dieser Messzeit wurde zwischenzeitlich an ELBE mit einer Eigenentwicklung von Comptondioden begonnen.

Die Comptondioden erweisen sich im praktischen Einsatz am S-DALINAC als hilfreiche diagnostische Werkzeuge, die schnell und einfach in Betrieb zu nehmen sind. Neben den in der Beschleunigerhalle installierten Dioden stehen daher weitere Exemplare für Untergrunduntersuchungen an Experimentierplätzen zur Verfügung.

TEIL II: Untersuchung von Laser-Gewebe-Wechselwirkungen am Darmstädter FEL

9 Laser-Gewebe-Wechselwirkungen

Bereits kurze Zeit nach der Erfindung des Lasers durch Maiman im Jahre 1960 [35] wurden erste Anwendungen in der Medizin realisiert. Hierbei war die Netzhaut des Auges eines der primären Zielorgane, nicht zuletzt wegen der Durchlässigkeit des Augapfels für optische Strahlung. Erste Patienten mit Netzhautablösung wurden schon 1963 erfolgreich behandelt [36]. Zur gleichen Zeit wurden bereits Studien zur Laseranwendung in der Zahnheilkunde durchgeführt [37]. Seit Ende der 60er Jahre fand zusammen mit der Entwicklung neuer Lasertypen die Ausweitung von Laseranwendungen in viele Bereiche der Medizin statt.

FELs gehören zu den Laserentwicklungen mit hohen Laserintensitäten, kurzen optischen Pulsen, hohen Repetitionsraten und der Durchstimmbarkeit der Laserwellenlänge. Die Wellenlänge und Zeitstruktur eines Lasers sind prägend für die Art der Wechselwirkung mit biologischem Gewebe. Somit stellen FELs interessante Alternativen zu etablierten Lasertypen für die medizinische Anwendung dar (als neuere Entwicklung sind neben den FELs so genannte optisch-parametrische Verstärker (OPAs) [38] zu nennen, die die genannten Vorzüge in einem Tischgerät vereinen). Um eine genaue Charakterisierung von FELs in der Medizin zu erhalten, wurden an verschiedenen Einrichtungen Untersuchungen der FEL-Gewebe-Wechselwirkung mit unterschiedlichen biologischen Gewebetypen durchgeführt. Hierbei kamen sowohl Weichgewebe mit einem hohen Wassergehalt wie Cornea, Leber oder Hirn [39] als auch Hartgewebe wie Zahn oder Knochen [40] in vitro und in vivo zum Einsatz. Im Rahmen dieser Arbeit wurden in Zusammenarbeit mit einer Arbeitsgruppe vom Institut für angewandte Physik der Universität Heidelberg am S-DALINAC ebenfalls experimentelle Studien und Simulationen zur Abtragung (Ablation) von biologischem Weichgewebe [41] ausgeführt. Durch Anwendung verschiedener Bestrahlungsparameter und Vergleich von Ablationen mit zwei weiteren Lasersystem im infraroten bzw. im sichtbaren Wellenlängenbereich sollte hierbei eine Charakterisierung des FEL hinsichtlich seiner Wechselwirkung mit Gewebe erfolgen.

Der Wechselwirkungsmechanismus von Laserstrahlung mit Gewebe wird durch die Gewebeeigenschaften und die Laserparameter bestimmt. An Gewebeeigenschaften sind hierbei die chemische Zusammensetzung des Gewebes sowie die optischen und thermischen Parameter von Bedeutung. Das Lasersystem wird durch die Größen Wellenlänge, Pulsenergie, Pulsdauer, Repetitionsrate und Fokusgröße beschrieben. Die Wechselwirkungsarten von Lasern mit biologischen Geweben können in fünf unterschiedliche Typen [42] klassifiziert werden: Photochemische Wechselwirkung, thermische Wechselwirkung, Photoablation, plasmainduzierte Ablation und Photodisruption. Diese Wechselwirkungsarten werden später genauer vorgestellt, besonders im Hinblick auf die mikroskopischen Mechanismen der Konversion von Laserenergie. Generell können die Gewebeparameter nur in geringem Umfang verändert werden, während die Laserparameter durch Auswahl des Lasersystems vom Benutzer festgelegt werden können.

Alle Wechselwirkungsarten finden trotz ihrer Vielfalt in einem gemeinsamen, typischen Energiedichtebereich zwischen 1 J cm^{-2} und 1000 J cm^{-2} statt. Dies ist besonders bemerkenswert, weil die typischen Leistungsdichten für die verschiedenen Wechselwirkungen gleichzeitig um 15 Größenordnungen variieren. Somit bestimmt die Einwirkungsdauer der Laserstrahlung als wesentlicher Parameter die Wechselwirkungsart. Abbildung 9.1 zeigt die Parameterbereiche für die fünf Wechselwirkungsarten in doppellogarithmischer Darstellung. Hierbei ist die Leistungsdichte des Lasers gegen seine Einwirkungsdauer aufgetragen. Die Linien konstanter Energiedichte von 1 J cm^{-2} und 1000 J cm^{-2} sind als gestrichelte Diagonalen zu erkennen. Die Wechselwirkungsmechanismen können grob vier Bereichen der Zeitdauer τ zugeordnet werden: $\tau > 1 \text{ min}$ für die photochemische Wechselwirkung, $1 \text{ min} > \tau > 1 \mu\text{s}$ für die thermische Wechselwirkung, $1 \mu\text{s} > \tau > 1 \text{ ns}$ für die Photoablation und $\tau < 1 \text{ ns}$ für plasmainduzierte Ablation und Photodisruption. Allerdings ist die Trennung zwischen den verschiedenen Effekten nicht streng, so dass beispielsweise bei der Photoablation auch thermische Effekte eine Rolle spielen können.

Die optische Leistungsdichte des Darmstädter FEL ist nicht hoch genug, um eine plasmainduzierte Ablation zu erzielen. Deshalb muss mit einer thermischen Wechselwirkung mit dem Gewebe gerechnet werden. Wie in den nächsten Kapiteln gezeigt wird, spielt hierbei die hohe Laserabsorption in Weichgeweben im Infrarotbereich eine besondere Rolle.

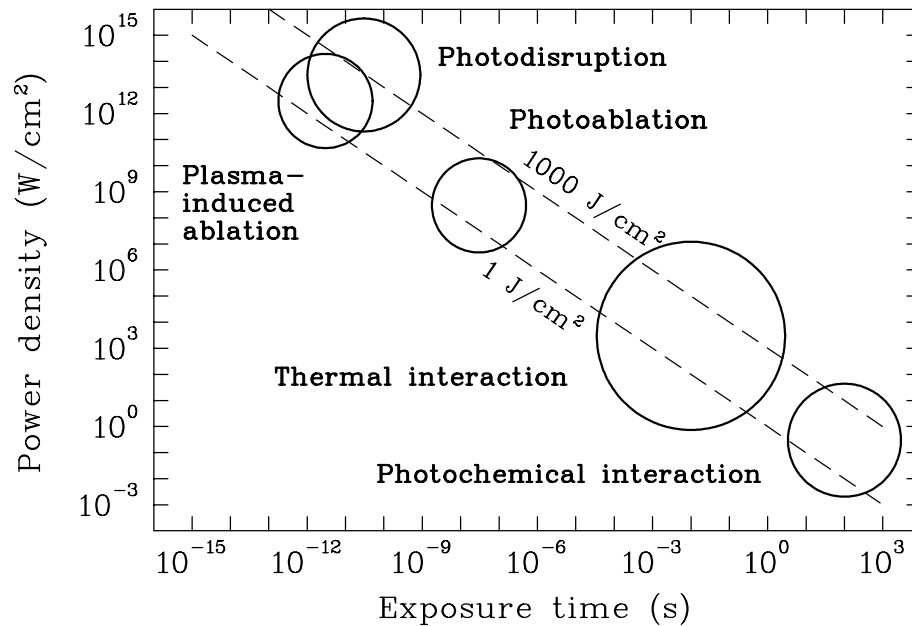


Abb. 9.1: Laser-Gewebe-Wechselwirkungsmechanismus in Abhängigkeit von der Einwirkungsdauer und der Leistungsdichte des Lasers (nach [42]).

9.1 Photochemische Wechselwirkung

Bei der photochemischen Wechselwirkung wird der Effekt genutzt, dass Licht chemische Umwandlungen in Molekülen induzieren kann. Hierbei werden niedrige Leistungsdichten im Bereich von 1 W cm^{-2} und lange Bestrahlungszeiten von Sekunden bis Stunden gewählt. Um auch Strukturen tief unter der Geweboberfläche bestrahlen zu können, kommen hierbei häufig Laser im sichtbaren Wellenlängenbereich zum Einsatz, da diese ein hohes Eindringvermögen in Geweben besitzen.

Eine wesentliche medizinische Anwendung der photochemischen Wechselwirkung besteht in der photodynamischen Therapie. Hierbei wird dem Patienten ein photosensitiver Stoff, z. B. Hematoporphyrin-Derivat (HpD), injiziert und im Weichgewebe angereichert. Wesentlich für die folgenden Behandlungsschritte ist die Beobachtung, dass der natürliche Abbau dieser Substanzen in Tumorgewebe langsamer vonstatten geht als in gesundem Gewebe. Etwa 48 bis 72 Stunden nach der Injektion besteht nur noch in Tumorzellen eine wesentliche HpD-Konzentration. Eine Bestrahlung des Gewebes mit Laserstrahlung zwischen 350 und 400 nm Wellenlänge nach dieser Zeit führt durch die Absorption von Photonen in den

HpD-Molekülen zu einer so genannten photoinduzierten Oxidation, im Zuge derer sich das Molekül in eine für die Zelle giftige Form umwandelt. Bei der photodynamischen Therapie werden somit vorwiegend Tumorzellen abgetötet; die Differenzierung zwischen erkranktem und gesundem Gewebe findet durch den unterschiedlichen HpD-Abbau bereits auf zellulärer Ebene statt.

9.2 Thermische Wechselwirkung

Der Begriff thermische Wechselwirkung steht für eine Gruppe von Prozessen, bei denen ein lokaler Temperaturanstieg als wesentlicher Effekt wirkt. Hierbei können je nach erzielttem Temperaturanstieg die folgenden Vorgänge unterschieden werden:

- **Koagulation.** Wenn eine lokale Temperatur von circa 60°C überschritten wird, tritt eine irreversible Änderung der Proteinstruktur im Gewebe und damit eine Gewebeschädigung auf. Koaguliertes Gewebe ist im Allgemeinen leicht dunkel verfärbt und kann durch histologische Färbetechniken klar dargestellt werden.
- **Verdampfung.** Bei der Verdampfung von Wasser im Gewebe kommt es durch den Druckanstieg zu lokalisierten Mikroexplosionen, die umliegendes Gewebe mit herausschleudern. Hierbei ist eine hohe Absorption der verwendeten Laserstrahlung durch Wassermoleküle wesentlich, um eine hohe Ablationseffizienz zu erzielen.
- **Karbonisierung.** Bei Temperaturen von über 150°C setzt die Verkohlung oder Karbonisierung des Gewebes ein. Hierbei wird in chemischen Reaktionen Kohlenstoff aus dem Gewebematerial freigesetzt, und es tritt eine deutlich Schwärzung auf. Karbonisierung sollte bei medizinischen Anwendungen auf jeden Fall vermieden werden, da die Abtötung von Gewebe auch schon bei kleineren Temperaturerhöhungen stattfindet und der verkohlte Bereich lediglich die Sicht auf das weitere Behandlungsfeld einschränkt.

- **Schmelzen.** Bei Temperaturerhöhungen von mehreren hundert Grad Celsius können verschiedene Gewebetypen in einen geschmolzenen Zustand übergehen. Nach der Erkaltung des Gewebes kann der geschmolzene Bereich mit eventuellen Einschlüssen von Gasblasen leicht im Rasterelektronenmikroskop anhand seiner Oberflächenstruktur erkannt werden.

Auf mikroskopischer Ebene stellt sich der Wärmeeintrag ins Gewebe als ein Zweistufenprozess dar. In der ersten Stufe wird ein Molekül im Gewebe durch Absorption eines Laserphotons in einen angeregten Zustand versetzt. Im zweiten Schritt erfolgt eine strahlungslose Abregung des Moleküls über inelastische Stöße mit umgebenden Molekülen. Die Energie des Laserphotons wird auf diesem Wege in thermische Energie umgewandelt. Für solche Prozesse gibt es eine hohe Wahrscheinlichkeit, da eine große Zustandsdichte an Vibrationsanregungen existiert.

In biologischen Geweben findet die Absorption hauptsächlich an Wassermolekülen, Proteinen und Farbstoffen (Pigmenten) statt. Wie bereits erwähnt, ist bei thermischen Laseranwendungen aufgrund des hohen Wassergehalts von 65% bis 80% in Weichgeweben die Wasserabsorption von großer Bedeutung. Die Abnahme dI der Laserintensität I innerhalb eines Materials aufgrund von Absorption entlang der Strecke dl wird mit dem Absorptionskoeffizienten μ_a beschrieben durch

$$dI = -\mu_a I dl. \quad (9.1)$$

Der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten wird als Eindringtiefe bezeichnet. Abbildung 9.2 zeigt den Absorptionskoeffizienten von Wasser als Funktion der Laserwellenlänge. Im sichtbaren Bereich ist er sehr klein, so dass Licht mehrere Millimeter weit in das Gewebe eindringen kann. In einem weiten Infrarotbereich von $2.5 \mu\text{m}$ bis jenseits von $10 \mu\text{m}$ existiert eine durchgängig hohe Laserabsorption. Zusätzlich finden sich bei $3 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ starke Absorptionslinien. FELs können aufgrund der Durchstimmbareit ihrer Wellenlänge auf diese Maxima eingestellt werden. So umfassen die Designwerte des Darmstädter FEL beide Absorptionsmaxima. Der Vorteil eines so abgestimmten Lasersystem liegt in der geringen Eindringtiefe im Gewebe und der damit verbundenen eng lokalisierten Photonenabsorption und Energiedeposition im Gewebe. Der größte Teil der Laserenergie bei einer Wellenlänge von $6 \mu\text{m}$ kann in einer Gewebeschicht der Dicke $10 \mu\text{m}$ absorbiert werden, wohingegen mit einem Laser im sichtbaren Wellenlängenbereich Bereiche mit einer Ausdehnung von mehreren Millimetern erhitzt werden.

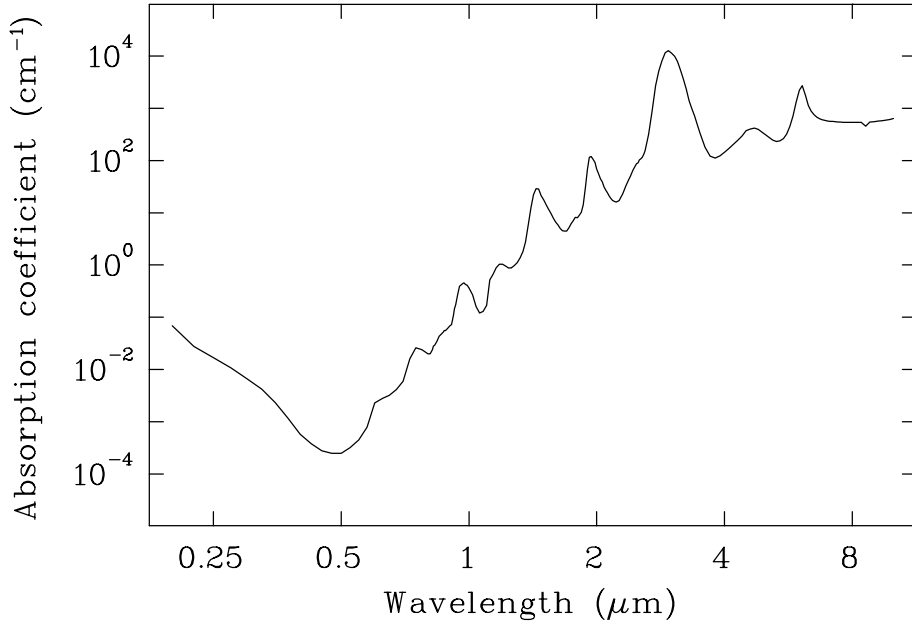


Abb. 9.2: Absorptionskoeffizient von Wasser (Daten aus [43]).

Folglich ist auch die Ablationseffizienz in der Nähe der Absorptionsmaxima deutlich erhöht sowie die Schädigung des umliegenden, nicht abgetragenen Gewebes gering.

Für das Ausmaß der thermischen Schädigung ist neben der Laserwellenlänge auch die Einwirkungsdauer von großer Bedeutung. Die durch Photonenabsorption deponierte Wärme diffundiert durch Wärmeleitung in das umliegende Gewebe. Wie später in Kap. 11 näher erläutert wird, wächst der Radius r_{therm} eines kleinen, erhitzten Bereiches durch Leitung etwa gemäß $r_{therm}(t) = \sqrt{4\kappa t}$, wobei κ die Temperaturleitfähigkeit des Gewebes ist. Ist nun die Einwirkungsdauer τ der Laserstrahlung so kurz, dass sich die deponierte Wärme nicht weiter ausbreiten kann als die durch Absorption bedingte Eindringtiefe δ des Lasers, wird der größte Teil der deponierten Energie zur Ablation verwendet und kann nicht ins umliegende Gewebe abfließen. Man spricht dann auch von thermischem Einschluss. Ist τ hingegen so groß, dass Wärme während der Wechselwirkung um das Vielfache der Eindringtiefe weit ins Gewebe abfließen kann, muss mit einer signifikanten thermischen Schädigung der umliegenden Gewebebereiche gerechnet werden. FELs stellen aufgrund ihrer hohen Pulsenergien in Verbindung mit sehr kurzen optischen Pulsdauern interessante Werkzeuge zur Erzielung von thermischen Ablationen mit geringen Schädigungen der Randzonen dar.

9.3 Photoablation

Reicht die Energie eines einzelnen Photons aus, um bei Absorption in einem Molekül eine der Molekülbindungen zu zerstören, so spricht man von Photoablation. Da die Bindungsenergien von Molekülen typischerweise wenige eV betragen, reicht die Energie infraroter oder sichtbarer Photonen nicht aus, um Photoablation durchzuführen. Hierzu sind UV-Laser wie beispielsweise Excimerlaser notwendig.

Im mikroskopischen Modell der Photoablation führt die Absorption eines UV-Photons zu einer Anregung des Moleküls, die wiederum eine Abstoßung der Teile des Moleküls und schließlich den Bruch einer Bindung nach sich zieht. Die beiden Molekülteile bewegen sich mit einer gewissen kinetischen Energie auseinander, so dass bei starker Absorption in einem kleinen Gewebebereich lokal eine Druckerhöhung und ein Ausstoss von Material stattfindet. Allerdings muss in einem bestimmten Volumen eine Mindestanzahl von Bindungen innerhalb kurzer Zeit gebrochen werden, damit es zur Zersetzung und dem Ausstoss des Materials kommt. Daher besitzt die Photoablation eine Schwellintensität, oberhalb derer es zu nennenswertem Materialabtrag kommt.

Durch Photoablation erzeugte Ablationskavitäten zeichnen sich durch sehr glatte Ränder ohne oder mit nur sehr geringer thermischer Schädigung des umliegenden Gewebes aus. Die Ablationstiefe lässt sich über die Anzahl der applizierten Laserpulse sehr genau kontrollieren. Aus diesen Gründen stellt die Photoablation mit UV-Lasersystemen heute die erfolgreichste Methode in der refraktiven Corneachirurgie dar, bei der durch Formänderung der Cornea Fehlsichtigkeiten wie Kurzsichtigkeit, Weitsichtigkeit oder Astigmatismus korrigiert werden.

9.4 Plasmainduzierte Ablation

Bei Laserleistungsdichten von mehr als $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ tritt in Flüssigkeiten und Festkörpern der so genannte optische Zusammenbruch ein. Die elektromagnetischen Feldstärken im Laserfeld werden in diesem Leistungsbereich so groß, dass

Elektronen aus ihrer Bindung in der Atomhülle gelöst und als freie Teilchen beschleunigt werden. Diese freien Elektronen ionisieren durch elastische Stöße lawinenartig weitere Atome. Es bildet sich somit ein Plasma aus freien Elektronen und Ionen. Der zugrundeliegende Prozess der Absorption von Photonen und Beschleunigung von Elektronen wird als inverse Bremsstrahlung bezeichnet. Das in Plasma umgewandelte Material leuchtet hell und wird abgetragen.

Für die Erzeugung eines Plasmas ist die lokale elektrische Feldstärke und somit die Laserleistungsdichte im Fokalkvolumen die entscheidende Größe. Die Plasmabildung wird einerseits gespeist durch die Zufuhr von Energie aus dem Laserfeld, andererseits gebremst durch Verluste in inelastischen Kollisionen und durch Diffusion freier Elektronen aus dem Plasmabereich heraus. Da die Laserphotonen allerdings am Plasma gestreut werden, ist bei ausgebildeter Plasmaflamme die Energiezufuhr begrenzt. Für sichtbare Laserstrahlung beträgt die maximal erreichbare Elektronendichte im Plasma etwa 10^{20} cm^{-3} . Die Plasmagenerierung setzt erst oberhalb einer Schwellenleistungsdichte ein, bei der die Energiezufuhr die Verluste übersteigt. Daher sind Laser mit sehr kurzer Pulsdauer schon bei niedrigeren Pulsenergien als diejenigen mit großer Pulsdauer in der Lage, ein Plasma zu zünden.

In der medizinischen Anwendung zeichnen sich Plasmaablationen durch sehr scharf begrenzte Ablationsränder sowohl in Weich- als auch in Hartgewebe aus. Da die Plasmawolke eine erhöhte Absorption für Laserstrahlung besitzt, ist mittels dieser Wechselwirkung auch die Behandlung gering pigmentierter Gewebearten wie Cornea oder Linsengewebe möglich. Über eine Spektralanalyse des Plasmaleuchtens kann Information über die Zusammensetzung des ablatierten Materials erhalten werden, was beispielsweise die Differenzierung von kariösem und nicht kariösem Material erlaubt [42].

9.5 Photodisruption

Bei hohen Plasmaenergien tritt zusätzlich zur Plasmaablation die Ausbildung von Schockwellen im Gewebe auf. Elektronen und Ionen mit hohen kinetischen Energien bewegen sich zum Teil von der Plasmaflamme in das zu ablatierende

Material hinein. Dieser Massentransfer ist die Hauptursache für eine Druckwelle. Diese pflanzt sich anfangs mit Überschallgeschwindigkeit in das Medium hinein fort und wird deshalb als Schockwelle bezeichnet. Nach kurzer Zeit verlangsamt sich die Wellenausbreitung auf Schallgeschwindigkeit. Die starken mechanischen Kräfte im Bereich der Schockwelle können das Material zerreißen und somit einen Abtrag oder Risse erzeugen.

Zusätzlich können Kavitationsblasen auftreten, die durch ein Plasma im Inneren einer Flüssigkeit oder eines Weichgewebes hervorgerufen werden. Diese Blasen mit Radien im Submillimeterbereich implodieren innerhalb von Bruchteilen von Millisekunden aufgrund des sie umgebenden Überdrucks. Beim Kollaps entsteht allerdings im Blasenzentrum eine Druckspitze, die ein Oszillieren des Blasenradius nach sich zieht. Die entstehenden Druckgradienten in der Nähe von Kavitationsblasen können das Material ebenfalls mechanisch zerstören.

10 Experimente zur Laser-Gewebeablation

Um die in Abschnitt 9.2 beschriebenen Effekte einer hohen Laserabsorption im Gewebe qualitativ und quantitativ genauer zu bestimmen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Ablationsversuche an biologischen Gewebeproben im Infraroten durchgeführt. Hierbei kamen zwei Lasersysteme zum Einsatz, der Infrarot-FEL am S-DALINAC sowie ein Er:YAG-Laser. Zum Vergleich wurden Weichgewebeablationen mit einem Ti:Sa-Laser im sichtbaren Wellenlängenbereich durchgeführt, der eine um mehrere Größenordnungen geringere Gewebeabsorption aufweist.

10.1 Methode

Als Gewebeproben kam schlachtfisches Gewebe wenige Stunden nach der Entnahme in einem lokalen Schlachthof und eine menschliche Knorpelprobe aus der Universitätsklinik Heidelberg zum Einsatz. Die Gewebeproben wurden in geeigneten Probenhaltern platziert. Für Rinderaugen wurden Spezialhalterungen konstruiert. Hierbei handelt es sich um einen Plexiglasblock, aus dem eine Halbkugel mit einem Durchmesser von 35 mm ausgedreht wurde. Die mechanische Fixierung des Auges wird über einen leichten Unterdruck bewerkstelligt, der in der Höhlung erzeugt werden kann. Die Probenhalterungen wurden an motorisierten Tischen befestigt, so dass das Gewebe zur Bestrahlung einer rechteckigen Gewebefläche auf mäanderartigen Bahnen durch den Fokus verfahren werden konnte. Für die Ablation einzelner Punkte wurde der Probenhalter auf manuellen Mikrometerverfahrtischen montiert. Abbildung 10.1 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau. In Abb. 10.2 ist ein Rinderauge in einem Plexiglashalter dargestellt. An der Augenvorderseite ist eine Dampfentwicklung im Laserfokus zu beobachten, der infrarote Laserstrahl kommt im Bild von links und ist nicht sichtbar.

Die Proben wurden direkt nach der Bestrahlung in Formaldehyd fixiert. Für die spätere Auswertung der Proben mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) musste eine spezielle Trocknungsmethode eingesetzt werden, da im Probenraum

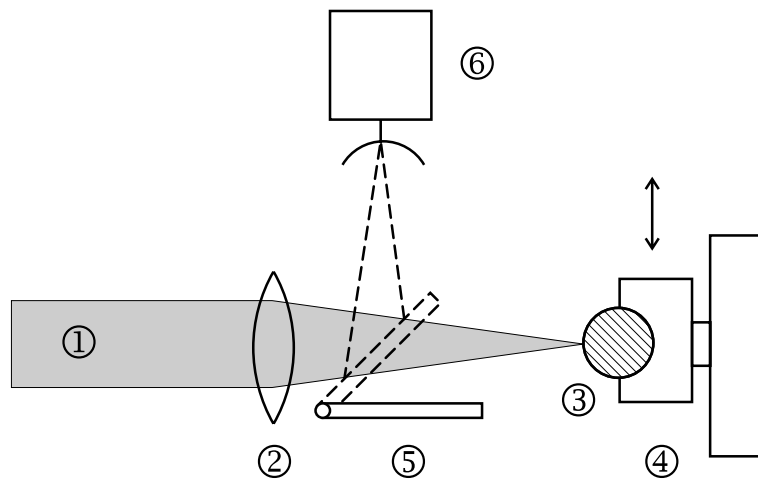


Abb. 10.1: Experimenteller Aufbau zur Laserablation von Gewebe mit ① Laserstrahl, ② Sammellinse, ③ Gewebeprobe, ④ Probenhalter an motorisiertem Tisch, ⑤ Klappspiegel und ⑥ optischem Leistungsmessgerät.

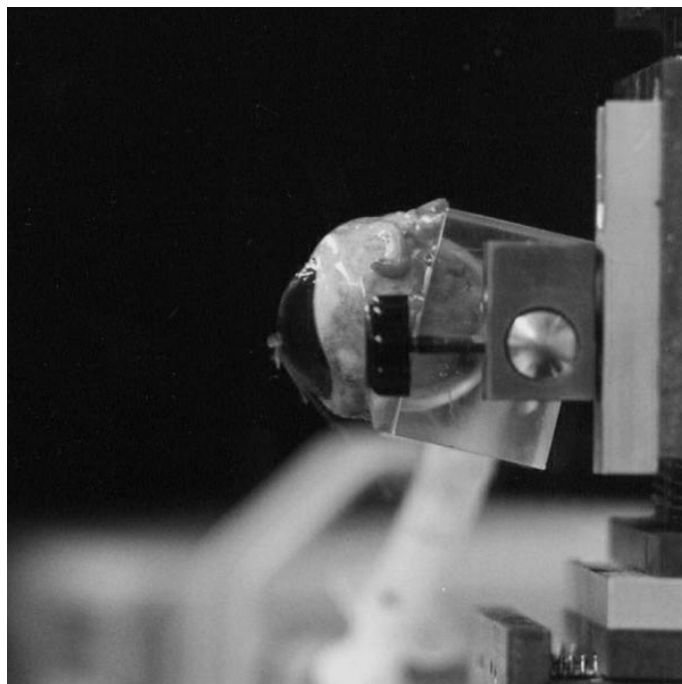


Abb. 10.2: Rinderauge in der Probenhalterung während der FEL-Ablation.

des REM ein Vakuum herrscht. Eine gewöhnliche Lufttrocknung führt zu einer starken Schrumpfung und Formänderung der Probe, so dass die nachfolgende Auswertung stark beeinträchtigt ist. Deshalb wird hier die so genannte Kritisch-Punkt-Trocknung eingesetzt. Hierbei wird die Gewebeprobe in einer Trocknerkammer mit flüssigem Kohlendioxid umspült, welches schließlich auch das Gewebswasser ersetzt. Danach wird eine kontinuierliche Veränderung des Druckes und der Temperatur des Kohlendioxids ausgeführt, so dass es in den gasförmigen Zustand übergeht, ohne zu siedern. Dies wird erreicht, indem man im Druck-Temperatur-Parameterraum einen Weg vom flüssigen zum gasförmigen Zustand um den kritischen Punkt herum auswählt, ohne dass eine Phasengrenze überschritten wird. Hierdurch kann der zerstörerische Prozess der Dampfblasenbildung im Gewebe vermieden werden, welcher die mikroskopische Oberflächenstruktur zerstört. Die Kritisch-Punkt-Trocknung führt zwar zu einer leichten Schrumpfung der Probe, erhält allerdings die geometrische Struktur der Oberfläche sehr gut. Vor der Beobachtung im REM wird die Probe dünn mit Gold übersputtert, um ihre Oberfläche leitfähig zu machen.

Für die Auswertung der Proben mit einem Transmissionslichtmikroskop musste eine andere Präparationsmethode eingesetzt werden. Das im Gewebe eingelagerte Formaldehyd der Proben wird mittels einer aufsteigenden Alkoholreihe, das heißt dem Spülen in Alkohol-Wasser-Lösungen mit sukzessive steigender Alkoholkonzentration, durch Alkohol ersetzt. Danach bettet man die Probe in geschmolzenes Paraffin ein und läßt es erstarren. Nun können mit einem Mikrotom wenige Mikrometer dünne Schnitte angefertigt werden, die auf einem Objektträger aufgebracht werden. Der Alkohol- und Paraffingehalt in den Gewebeschnitten wird mittels einer absteigenden Alkoholreihe wieder erniedrigt, so dass der Kontrast des Präparats mit einer Kern-Echtrot-Kombinationsfärbung oder einer Hämatoxylin-Eosin-Färbung erhöht werden kann. Zur Umwandlung des Dünnschnittes in ein Dauerpräparat wird die Probe einer weiteren aufsteigenden Alkoholreihe unterzogen und mit Eukit und einem Deckgläschen auf dem Objektträger eingeschlossen.

10.2 Ablation mit dem FEL am S-DALINAC

Am S-DALINAC FEL wurden die Gewebetypen Rindercornea, Rinderleber, menschlicher Knorpel und menschlicher Zahn bestrahlt. Die Wellenlänge des Lasers bei den folgenden Experimenten betrug $\lambda = 7.0 \mu\text{m}$, so dass man sich im Bereich sehr hoher Weichgewebeabsorption mit einem Absorptionskoeffizienten $\mu_a \approx 10 \mu\text{m}$ befindet. Der FEL-Strahl besitzt radial eine gaussförmige Intensitätsverteilung, die mit einer Kalziumfluoridlinse der Brennweite 350 mm auf einen Durchmesser von $d_{fwhm} = 140 \mu\text{m}$ fokussiert wurde. Das gewählte Bestrahlungsmuster war ein Rechteck mit den Seitenlängen 1.5 mm und 2.0 mm, welches mäanderförmig abgefahren wurde. Dabei wurde das Gewebe mit dem motorisierten Tisch auf 31 geradlinigen Bahnen der Länge 2.0 mm mit einem seitlichen Versatz von jeweils $50 \mu\text{m}$ durch den Laserfokus verfahren. Das Rechteckmuster wurde zwischen ein und fünf mal auf den gleichen Gewebeort eingestrahlt. Für bestimmte Messungen wurden teilweise auch nur Einzellinien oder Punkte ablatiert. Im Experiment war an der Gewebeoberfläche gleich nach dem Beginn der Bestrahlung eine Dampfbildung zu beobachten. Die Gewebeabtragung war von einer gelegentlichen Funkenbildung begleitet.

Abbildung 10.3 zeigt eine REM-Aufnahme einer Rindercornea, bei der das ablatierte Rechteck mit einem Skalpell quergeschnitten wurde. Die Bestrahlungsparameter für diese Probe waren Anzahl der Rechteckmuster $N = 5$, mittlere FEL-Leistung $\bar{P} = 15 \text{ mW}$, Makropulsdauer $\tau_{makro} = 4 \text{ ms}$, Makropulswiederholrate $\nu_{makro} = 31 \text{ Hz}$. Der ablatierte Bereich ist deutlich zu erkennen. Der Boden der Ablationsgrube ist nicht glatt, sondern weist Ausbuchtungen auf. In Abb. 10.4 ist der Boden einer Ablationsgrube gezeigt. Die Gewebestruktur zeigt deutliche Merkmale einer Aufschmelzung und anschließenden Erkal tung. Gut zu erkennen sind Löcher, die vom Austritt von Dampfblasen aus dem geschmolzenen Gewebe stammen. Abbildung 10.5 zeigt den Rand einer Corneaablation. Im linken Teil des Bildes befindet sich die nichtbestrahlte Cornea, rechts die Ablationsgrube. Der circa $100 \mu\text{m}$ breite Saum zwischen beiden Bereichen ist die thermische Schädigungszone, die bei der Ablation durch Diffusion von Wärme in das umliegende Gewebe entsteht. In Abb. 10.6 ist im linken Teil menschlicher Knorpel mit dem Übergang zur porösen Knochenstruktur im rechten Bildteil zu erkennen, der mit den Parametern $N = 1$, $\bar{P} = 25 \text{ mW}$, $\tau_{makro} = 4 \text{ ms}$ und

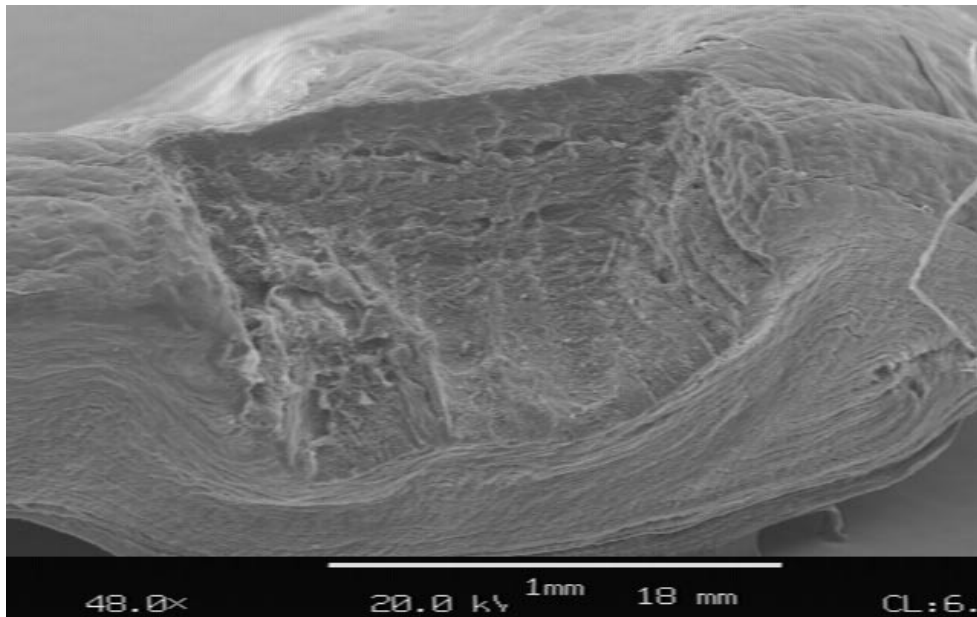


Abb. 10.3: REM-Übersichtsaufnahme einer Ablationskavität in Rindercornea.
Der vordere Teil der Probe wurde mit dem Skalpell entfernt, um den Querschnitt freizulegen.

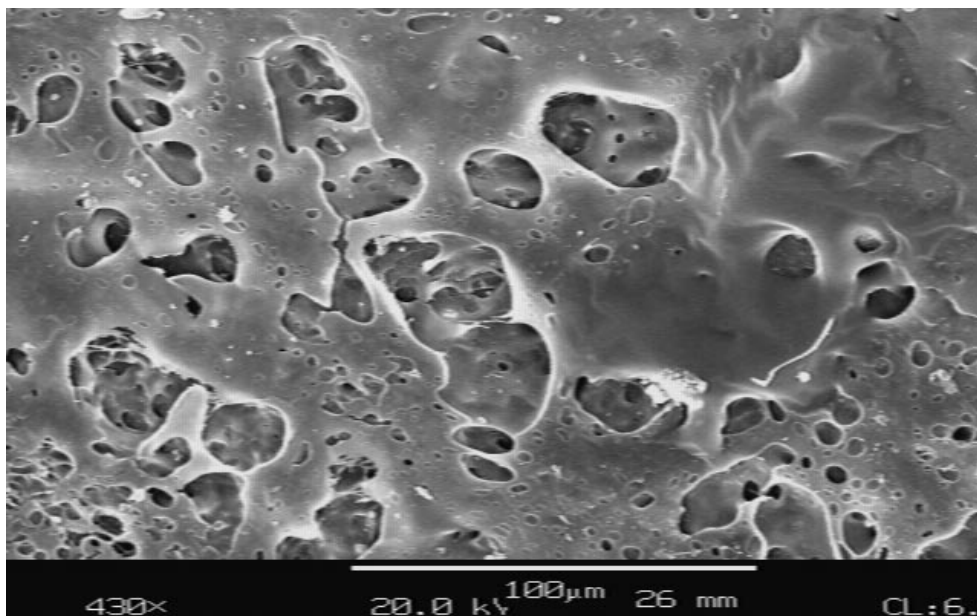


Abb. 10.4: REM-Aufnahme des Bodens einer Ablationsgrube mit deutlichen Hinweisen auf eine Materialaufschmelzung.

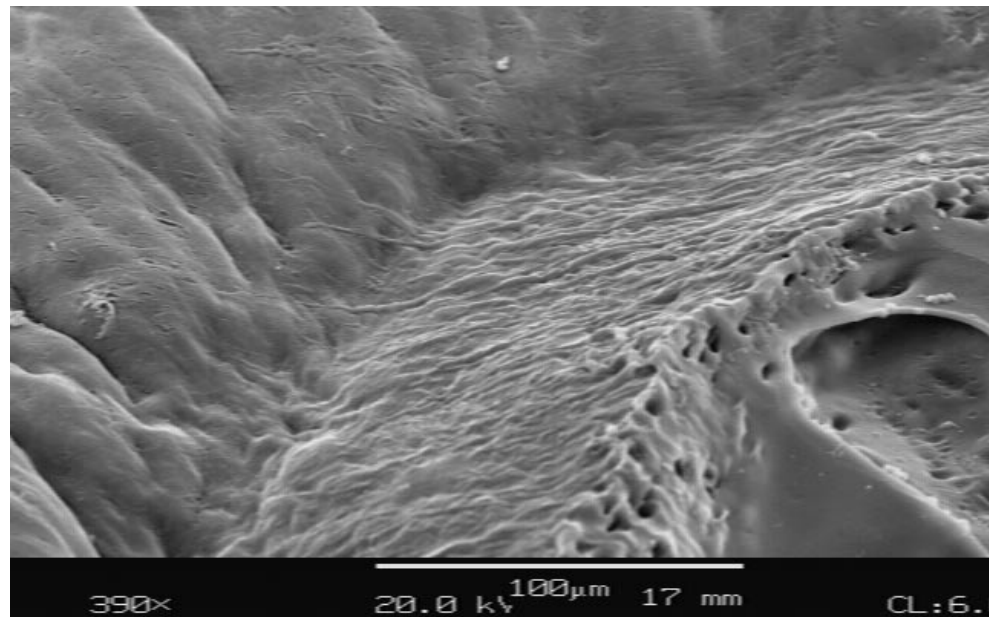


Abb. 10.5: REM-Aufnahme des Randes einer Ablationsgrube. Eine etwa 100 μm breite thermische Schädigungszone ist deutlich zu erkennen.

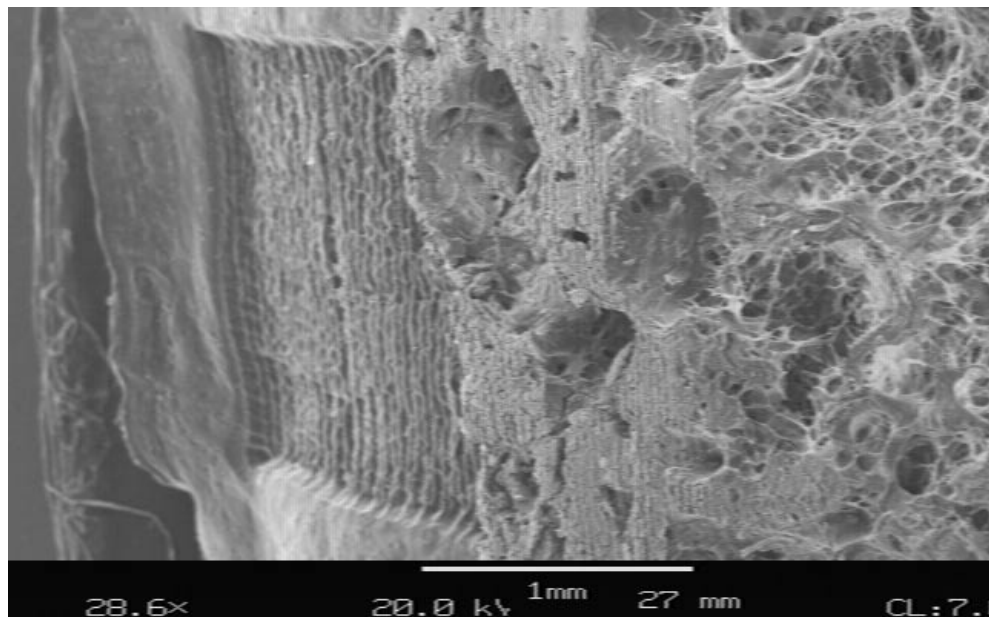


Abb. 10.6: REM-Aufnahme des Überganges zwischen Knorpel (links) und Knochen (rechts).

Tab. 10.1: Ergebnisse der Ablationsexperimente mit dem FEL am S-DALINAC mit mittlerer FEL-Leistung \bar{P} , Anzahl der Rechteckmuster N , Makropulsdauer τ_{makro} , Makropulswiederholrate ν_{makro} , Probenschrumpfung S und auf Schrumpfung korrigierter Ablationstiefe d_{abl} .

Gewebetyp	\bar{P}/mW	N	τ_{makro}/ms	ν_{makro}/Hz	$S/\%$	$d_{abl}/\mu\text{m}$
Rindercornea	7	5	2	31	8	39
Rindercornea	14	1	4	31	30	46
Rindercornea	15	5	4	31	30	600
Rindercornea	60	1	8	31	23	70
Rinderleber	25	5	4	31	14	394
Rinderleber	60	1	8	31	19	183
Menschl. Knorpel	25	1	4	31	7	57
Menschl. Knorpel	25	1	4	31	11	89
Menschl. Zahn	50	1	8	31	0	0

$\nu_{makro} = 31$ Hz bestrahlt wurde. Im Knorpelbereich wurde eine deutliche Ablation erzielt, während der Knochen als Hartgewebe lediglich eine leichte Schwärzung aufwies. An menschlichem Zahn konnte mit den zur Verfügung stehenden Laserparametern keine Ablation erzielt werden.

Zur quantitativen Auswertung der Ablationsexperimente wurde in geeigneten REM-Aufnahmen sowohl die Ablationstiefe als auch die Schrumpfung der Probe durch die Präparation aus den Maßen des Rechtecks ermittelt. In Tab. 10.1 sind die Ergebnisse für verschiedene Gewebetypen und Bestrahlungsparameter zusammengefasst. Da die ablatierten Bereiche nicht überall die gleiche Tiefe aufweisen und die Proben nach der Präparation oft leicht verkrümmt sind, muss sowohl für die Tiefenmessung als auch den Schrumpfungsgrad ein relativer Messfehler von 25% angesetzt werden. Für Experimente mit biologischen Proben sind Fehler in dieser Größenordnung üblich. Eine alternative Auswertung konnte mit dem Lichtmikroskop durchgeführt werden. Hierbei ist bei geeigneter Lage des Dün-

schnitts innerhalb der Probe die Ablationstiefe direkt erkennbar, der thermische Schädigungsbereich kann an der histologischen Anfärbung abgelesen werden.

Bei allen Ablationsproben konnten deutliche Anzeichen für eine thermische Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Gewebe beobachtet werden. Hierzu zählen der raue Rand der Ablationsgrube, die Aufschmelzungen und Blasenstrukturen im ablatierten Bereich, das Auftreten einer thermischen Schädigungszone sowie die Schwärzung am Knochengewebe. Dieses Ergebnis bedeutet, dass einzelne FEL-Mikropulse keinen Ablationsprozess auslösen können, sondern nur die Überlagerung vieler Pulse. Die Mikropulsdauer von circa 2 ps wäre kurz genug, um im Bereich der plasmainduzierten Ablation arbeiten zu können. Die Leistungsdichte eines Mikropulses berechnet sich unter der Annahme einer rechteckigen Pulsform zu

$$\left(\frac{P}{A}\right)_{mikro} = \frac{E_{mikro}}{\tau_{mikro} A_f} = \frac{\bar{P}}{\nu_{makro} \tau_{makro} \nu_{mikro} \tau_{mikro} \pi r_f^2}. \quad (10.1)$$

Für eine Durchschnittsleistung von 25 mW, eine Makropulswiederholrate ν_{makro} von 31 Hz, eine Makropulsdauer τ_{makro} von 4 ms, eine Mikropulswiederholrate ν_{mikro} von 10 MHz, eine Mikropulsdauer τ_{mikro} von 2 ps und einen Fokusradius r_f von 70 μm ergibt sich somit ein Wert von $6.5 \cdot 10^7 \text{ W cm}^{-2}$. Vergleicht man dies mit den Schwellwerten für eine Plasmazündung an Schweinecornea von circa $2 \cdot 10^{13} \text{ W cm}^{-2}$ [44], so wird klar, dass im vorliegenden Fall die nötige Leistungsdichte um mehrere Größenordnungen zu klein war, um eine Plasmazündung durch einen einzelnen Mikropuls zu erlauben. Treten infolgedessen Ablationseffekte erst durch die Einwirkung einer Serie von Mikropulsen auf, so muss die Wechselwirkungsdauer gleich der Makropulsdauer und die Leistungsdichte zu

$$\left(\frac{P}{A}\right)_{makro} = \frac{\bar{P}}{\nu_{makro} \tau_{makro} \pi r_f^2} \quad (10.2)$$

gesetzt werden. Dies ergibt bei gleicher Wahl der Parameter einen Wert von 1.3 kW cm^{-2} . Mit diesen Parametern erzielt man in Übereinstimmung mit Abb. 9.1 eine thermische Wechselwirkung, was durch die mikroskopische Auswertung der Proben belegt wird.

Die erzielte Ablationstiefe kann mit einem analytischen Modell näherungsweise bestimmt werden. Hierzu nimmt man an, dass der thermische Ablationsvorgang aus zwei aufeinander folgenden Teilprozessen zusammengesetzt ist. Zuerst wird durch den Wärmeeintrag eine lokale Erhitzung des Gewebes durchgeführt. Ist die

Siedetemperatur des Gewebewassers erreicht, wird die restliche Makropulsenergie zur Verdampfung von Material aufgewendet. Wärmetransportprozesse werden hierbei vollständig vernachlässigt. Für die bei der ersten Probe aus Tab. 10.1 vorliegenden Parameter ergibt sich eine Makropulsenergie von 0.45 mJ. Unter der Annahme, dass durch die Laserbestrahlung ein zylinderförmiges Gewebevolumen ΔV mit dem Durchmesser d gleich der Intensitätsverteilung am Fokussort $d_{fwhm} = 140 \mu\text{m}$ und der Höhe h gleich der Eindringtiefe $\delta = 1/\mu_a = 10 \mu\text{m}$ der FEL-Laserstrahlung erhitzt wird, berechnet sich die Energie zum Aufheizen dieses Volumens zu

$$E_{heiz} = \rho \Delta V c_p \Delta T. \quad (10.3)$$

Mit der Dichte des Gewebes von $\rho = 1.075 \text{ g cm}^{-3}$, dessen spezifischer Wärmekapazität $c_p = 3.53 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und einem Temperaturanstieg bis zur Siedetemperatur von $\Delta T = 100^\circ\text{C} - 20^\circ\text{C} = 80 \text{ K}$ ergibt sich für E_{heiz} der Wert $4.67 \cdot 10^{-5} \text{ J}$. Es werden also etwa 10% der Makropulsenergie zum Aufheizen des Gewebes verwendet. Die restlichen $E_{rest} = 4.05 \cdot 10^{-4} \text{ J}$ dienen der Verdampfung. Die Verdampfungsenergie eines zylinderförmigen Wasservolumens mit Durchmesser d und Höhe h_{abl} beträgt

$$E_{vap} = \frac{\rho \pi d^2 h_{abl} c_{vap}}{4}. \quad (10.4)$$

Die spezifische Verdampfungswärme c_{vap} von Wasser beträgt 2.25 kJ g^{-1} . Setzt man $E_{vap} = E_{rest}$, so kann man diese Beziehung nach der ablatierten Tiefe h_{abl} auflösen:

$$h_{abl} = \frac{4 E_{rest}}{\rho \pi d^2 c_{vap}} \quad (10.5)$$

Es ergibt sich eine Ablationstiefe von $h_{abl} = 10.9 \mu\text{m}$ pro Makropuls. Wird weiterhin berücksichtigt, dass jeder Punkt auf der Gewebeoberfläche durch den Vorschub des motorisierten Tisch mit einer Geschwindigkeit von 0.61 mm s^{-1} unter dem Laserfokus hindurchgeschoben wird, so muss bei einem Fokussdurchmesser von $140 \mu\text{m}$ eine Überlagerung von circa 7 aufeinander folgenden Makropulsen im Gewebe angenommen werden. Die gesamte Ablationstiefe kann damit zu $7 \cdot h_{abl} = 76.3 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Dieser Wert zeigt im Rahmen des Fehlerbereichs für biologische Proben zumindest eine grobe Übereinstimmung mit der experimentell bestimmten Tiefe von $46 \mu\text{m}$.

10.3 Ablation mit einem Er:YAG-Laser

Mit einem am Institut für Kernphysik entwickelten Er:YAG-Lasersystem [12] wurden Ablationsexperimente an Rindercornea und Rinderleber durchgeführt. Bei einer Laserwellenlänge von $2.94\text{ }\mu\text{m}$ ist der Absorptionskoeffizient von Cornea mit einem Wert von $12\,000\text{ cm}^{-1}$ etwa um einen Faktor 10 größer als für die FEL-Wellenlänge von $7.0\text{ }\mu\text{m}$. Daher ist für den Er:YAG-Laser eine sehr effiziente Gewebeablation zu erwarten. Das Lasersystem ist Blitzlampen-gepumpt und besitzt eine Effizienz von etwa 1% bei der Umwandlung von elektrischer zu optischer Leistung. Der Laserstrahl wurde mit einer Kalziumfluoridlinse der Brennweite 100 mm auf einen Durchmesser von $45\text{ }\mu\text{m}$ fokussiert. Bei der in Abb. 10.7 gezeigten Corneaprobe wurden 10 Laserpulse mit einer Pulsenergie von 62 mJ, einer Pulsdauer von $130\text{ }\mu\text{s}$ und einer Pulswiederholrate von 1 Hz auf eine Stelle appliziert. Während der Bestrahlung war bei jedem einzelnen Laserpuls ein leichtes Knallen hörbar, das durch die schlagartig einsetzende Wasserverdampfung verursacht wurde. Die Ablationsgrube weist einen rechteckigen Querschnitt auf, wie er für die starke Absorption zu erwarten ist. Die experimentell bestimm-

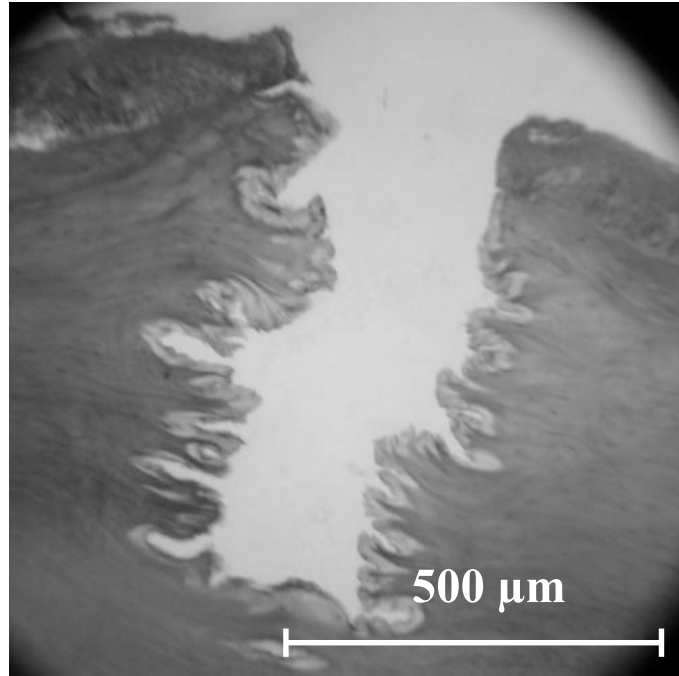


Abb. 10.7: Lichtmikroskopische Aufnahme einer mit dem Er:YAG-Laser bestrahlten Cornea.

te Ablationstiefe von $750\text{ }\mu\text{m}$ stimmt mit dem nach obigem Modell berechneten Wert von $707\text{ }\mu\text{m}$ sehr gut überein. Die thermische Schädigungszone ist mit einer Dicke von etwa $30\text{ }\mu\text{m}$ um einen Faktor drei geringer als beim FEL. Die FEL-Ablation und die Er:YAG-Ablation weisen die gleiche thermische Wechselwirkungscharakteristik auf. Im Vergleich bestätigt sich analog zu [45] der Einfluss des Absorptionskoeffizienten im Infraroten, wonach für stärkere Laserabsorption die Ablationseffizienz steigt, die Größe der thermischen Schädigungszone hingegen abnimmt.

10.4 Ablation mit einem Titan-Saphir-Laser

Um den Effekt einer weit geringeren Laserabsorption als bei den vorhergegangenen Experimenten aufzuzeigen, wurden auch ergänzende Ablationsstudien mit sichtbarer Laserstrahlung durchgeführt. Dazu wurde ein diodengepumpter Ti:Sa-Laser der Wellenlänge 790 nm im modengekoppelten Betrieb verwendet. Die Puls-wiederholrate lag bei 100 MHz , die Pulsdauer bei etwa 60 fs . Die durchschnittliche Laserleistung betrug 415 mW . Der Laserstrahl wurde durch ein Teleskop auf einen Durchmesser von 5 mm aufgeweitet und mit einer plankonvexen BK7-Linse der Brennweite 100 mm auf einen Fokusedurchmesser d_{fwhm} von $35\text{ }\mu\text{m}$ fokussiert. Als Gewebeprobe kam Rinderleber zum Einsatz. Mit dem fokussierten Laser wurden Punkte auf der Leberoberfläche mit Bestrahlungszeiten von 10 s , 20 s , 30 s und 60 s bestrahlt.

Während der Bestrahlung war bei allen Proben eine gelegentliche Funkenbildung am Fokusort und eine Dampf- oder Rauchentwicklung zu erkennen, die allerdings erst einige Sekunden nach Beginn der Lasereinwirkung einsetzte. Deutlich zu erkennen war ein diffus leuchtender Bereich der Geweboberfläche mit einem Durchmesser von $3\text{ bis }4\text{ mm}$ um den Fokusort herum.

Die Präparation der Gewebeproben wurde abweichend von der oben beschriebenen Methode durchgeführt. Die vorher in Formaldehyd fixierten Proben wurden 48 h in einer gepufferten Zuckerlösung (30 g Saccharose in 100 ml Kaliumphosphat) getränkt. Danach konnte die Probe eingefroren werden, ohne dass eine Eiskristallbildung in ihrem Inneren die Gewebestruktur zerstört. Die gefrorene Probe

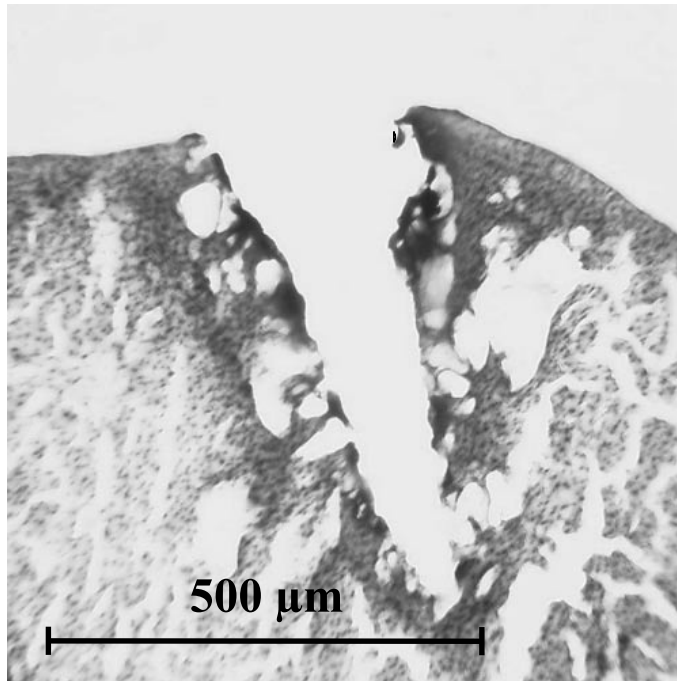


Abb. 10.8: Lichtmikroskopische Aufnahme von mit dem Ti:Sa-Laser bestrahltem Lebergewebe.

wurde abschließend mit einem Mikrotom in $30\text{ }\mu\text{m}$ dünne Präparate geschnitten. Es stellte sich heraus, dass das Präparat durch die Gefrierschnittmethode eine schlechtere Struktur aufweist als die in Paraffin eingebetteten Proben.

In Abb. 10.8 ist eine lichtmikroskopische Aufnahme eines Querschnittes durch eine Ablationskavität dargestellt, die 60 s lang bestrahlt wurde. Es ist ein tiefer, sehr unregelmäßig umrandeter Ablationsbereich mit starker thermischer Schädigung zu erkennen. Die Geometrie des Ablationsbereiches wird durch die schwache Absorption und starke Streuung der Laserphotonen im Gewebe bestimmt. Dies korrespondiert auch zu der beobachteten Leuchterscheinung in einem großen Gewebavolumen während der Ablation. Die Ablationsgeometrie weist keine direkte Beziehung zur verwendeten fokalen Intensitätsverteilung mehr auf und ist somit vom Anwender nicht steuerbar. In Verbindung mit der starken thermischen Schädigung ist ein solches Lasersystem für kontrollierte Ablationen nicht zu verwenden. Erst durch Verstärkung der Pulsintensität auf Werte, die eine plasmainduzierte Ablation ermöglichen, können auch Lasersysteme im sichtbaren Wellenlängenbereich für definierte Abtragungen verwendet werden. Im Bereich der Photokoagulation von erkranktem Gewebe beziehungsweise der Verödung von Blutgefäßen [46]

ergeben sich ebenfalls Anwendungsmöglichkeiten von Lasersystemen mit hohen Eindringtiefen. Hierbei wird das gesamte erkrankte Gewebenvolumen thermisch beeinflusst, ohne eine Verdampfung oder Karbonisierung hervorzurufen. Diese Therapieformen bedürfen jedoch der genauen Planung mittels eines rechnerbasierten Dosimetriesystems.

Die mikroskopischen Untersuchungen zeigen deutlich die mit der Laserablation erzielten Ergebnisse auf. Allerdings können die Vorgänge, die während der Ablation ablaufen, nur eingeschränkt erschlossen werden. Eine direkte Messung der Licht- und Temperaturverteilung war aufgrund deren geringer räumlicher Ausdehnung nicht möglich. Optische und thermische Sensoren besitzen geometrische Abmessungen, die bereits größer als die Eindringtiefe sind, so dass die Einbringung der Sensoren in eine Gewebeprobe bereits wesentlich die optische und thermische Energieverteilung beeinflussen würde. Aus diesem Grund wird im nächsten Kapitel die Entwicklung und Anwendung einer Simulation der Verteilung von Laserstrahlung und Wärmeenergie im Gewebe während der Bestrahlung beschrieben.

11 Numerische Modellierung der thermischen Wechselwirkung

Während gewebeabtragende Laseranwendung durch den Operateur aufgrund der auftretenden Ablationskavität leicht zu beurteilen sind, ist dies bei thermischen Anwendungen ohne Abtragung schwierig. Die Schädigungszonen können unregelmäßig geformt und möglicherweise erst nach Stunden durch eine Veränderung der Struktur zu erkennen sein. Eine Überwachung der Gewebetemperatur während der Therapie ist nur mit hohem Aufwand möglich. Da gesundes beziehungsweise relevantes Gewebe wie Nervenbahnen oder Gefäße von der Schädigung betroffen sein können, ist eine genaue Vorhersage der Temperaturfelder bei der Behandlung wichtig.

Um eine Berechnung der bei einer Laser-Gewebe-Wechselwirkung auftretenden Licht- und Temperatúrausbreitung innerhalb des Gewebes durchführen zu können, wurde eine geeignete Lösungsmethode der zugrunde liegenden Transportgleichungen ausgewählt und in einem Simulationsprogramm implementiert. Hierbei sollte der gesamte in den oben beschriebenen Experimenten untersuchte Wellenlängenbereich abgedeckt sein. Zudem sollte der Wärmeübergang an der Gewebeoberfläche in der Simulation berücksichtigt werden.

11.1 Theoretische Grundlagen des Photonentransports

Die Lichtausbreitung in streuenden und absorbierenden Medien wird durch die Strahlungstransportgleichung [47] beschrieben:

$$\frac{dL(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -(\mu_a + \mu_s) L(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\vec{s}, \vec{s}') L(\vec{r}, \vec{s}') d\Omega + S(\vec{r}, \vec{s}) \quad (11.1)$$

Hierin beschreibt $L(\vec{r}, \vec{s})$ die Strahlungsdichte am Ort \vec{r} in Richtung \vec{s} in ($\text{W cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$), μ_a den Absorptionskoeffizienten in (cm^{-1}), μ_s den Streukoeffizienten in (cm^{-1}) und $p(\vec{s}, \vec{s}')$ die Streuphasenfunktion. Die Größe $S(\vec{r}, \vec{s})$ ist

ein Quellterm, der beispielsweise die Lasereinstrahlung oder Fluoreszenzeffekte beschreibt. Die Integro-Differentialgleichung wurde von Chandrasekhar [48] erstmals für komplexe atmosphärische Transportphänomene entwickelt und später auf den Photonentransport in streuenden Medien, wie z. B. biologischem Gewebe, angewandt. Die Transportgleichung basiert auf dem Teilchencharakter von Licht, so dass Effekte aus der Wellennatur wie Interferenzen nicht berücksichtigt werden. Diese spielen jedoch bei den hier auftretenden Vielfachstreuungen keine Rolle. Die richtungsunabhängige Gesamtstrahlungsdichte $\Psi(\vec{r})$ kann aus Gl. (11.1) abgeleitet werden:

$$\Psi(\vec{r}) = \int_{4\pi} L(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega \quad (11.2)$$

Die Gesamtstrahlungsdichte $\Psi(\vec{r})$ ist für die Dosimetrie thermischer Laseranwendungen von großer Bedeutung, da sie mit der in einem Volumenelement $dV(\vec{r})$ absorbierten Leistung $dP(\vec{r})$ verknüpft ist über

$$dP(\vec{r}) = \mu_a \Psi(\vec{r}) dV(\vec{r}). \quad (11.3)$$

Aus den vorhergehenden Gleichungen wird deutlich, dass die Ausbreitung von Licht und die Umwandlung in andere Energieformen durch die optischen Eigenschaften des Gewebes bestimmt werden. Diese Größen können sowohl orts- als auch zeitveränderlich sein, was bei der Wahl der Lösungsmethode zu berücksichtigen ist.

Für die Photonenabsorption zeichnen im optischen Wellenlängenbereich gewebespezifische Farbstoffe wie Melanin oder Hämoglobin verantwortlich, im Infrarotbereich im Wesentlichen Wasser und verschiedene Proteine. Der in Gl. (11.1) auftauchende Absorptionskoeffizient μ_a ist das Produkt aus der Absorberkonzentration c_a und dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ_a . Da typischerweise mehrere unterschiedliche Stoffe zur Absorption beitragen, berechnet sich der Gesamtabsorptionskoeffizient aus der Summe aller Beiträge der beteiligten Stoffe zu $\mu_a = \sum c_a \sigma_a$.

Die Photonenstreuung erfolgt in biologischen Geweben an Inhomogenitäten des Brechungsindex wie Membranen, Zellkernen und Ähnlichem. Die beschreibende physikalische Größe ist der Streukoeffizient μ_s , der sich als Produkt aus der Streuzentrenkonzentration c_s und dem Streuwirkungsquerschnitt σ_s , aufsummiert über

alle Arten von Streuzentren, zu $\mu_s = \Sigma c_s \sigma_s$ ergibt. Die genaue mathematische Formulierung der Streuprozesse gestaltet sich schwierig und kann nur unter einschränkenden Randbedingungen exakt gelöst werden [49]. In homogenen Geweben kann die Streuung als vom Azimutalwinkel Φ unabhängig betrachtet werden, so dass die Streuphasenfunktion nur noch den Streuwinkel Θ als Variable enthält. Als eine mathematisch leicht handhabbare Phasenfunktion mit guter Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen findet bei der Gewebestreuung oft die Henvey-Greenstein-Phasenfunktion [50] Anwendung:

$$p_{hg}(\vec{s}, \vec{s}') = \frac{1 - g_{hg}^2}{4\pi(1 + g_{hg}^2 - 2g_{hg} \cos \Theta)^{3/2}} \quad (11.4)$$

Der Parameter g_{hg} wird als Anisotropiefaktor bezeichnet und ist das erste Moment der Streuphasenfunktion, das heißt der Erwartungswert des Kosinus des Streuwinkels. Der Wertebereich von g_{hg} reicht von -1 (Rückwärtsstreuung) über 0 (isotrope Streuung) bis $+1$ (Vorwärtsstreuung).

Trifft Licht auf eine Grenzfläche mit einem Brechungsindexsprung, so tritt Reflexion und Beugung auf. Bei den Grenzflächen kann es sich sowohl um die Geweboberfläche als auch um innere Begrenzungen handeln. Die normierten Poynting-Vektoren des transmittierten Strahls \vec{e}_t und des reflektierten Strahls \vec{e}_r hängen vom normierten Poynting-Vektor des einfallenden Strahls \vec{e}_p , dem Einheitsnormalenvektor \vec{n} der Grenzfläche sowie dem Brechungsindexverhältnis $n_{rel} = n_1/n_2$ wie folgt ab:

$$\vec{e}_t = n_{rel}^{-1} \vec{e}_p - \vec{n} [n_{rel}^{-1} (\vec{n} \cdot \vec{e}_p) + \sqrt{1 - n_{rel}^{-2} + n_{rel}^{-2} (\vec{n} \cdot \vec{e}_p)^2}] \quad (11.5)$$

$$\vec{e}_r = \vec{e}_p - 2(\vec{n} \cdot \vec{e}_p) \vec{n} \quad (11.6)$$

Für die Beträge der reflektierten beziehungsweise transmittierten Anteile gelten die Fresnel-Gleichungen [51].

11.2 Lösung der Strahlungstransportgleichung

Die Strahlungstransportgleichung (11.1) ist für viele praktische Fälle nicht analytisch lösbar. Da die Berechnung der Lichtverteilung allerdings die Grundlage

für alle folgenden Berechnungen darstellt, wirft dies ein nicht unerhebliches Problem auf. Es existieren verschiedene Näherungsansätze, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen. Das numerische Verfahren der Monte-Carlo-Simulation wird als Methode der Wahl im nächsten Abschnitt eingehend beschrieben.

Für ein ausschließlich absorbierendes, homogenes Medium kann die ortsabhängige Gesamtstrahlungsdichte nach dem Lambert-Beerschen Gesetz berechnet werden. Im eindimensionalen Fall erhält man $\Psi(z) = \Psi_0 e^{-\mu_a z}$. Für stark streuende biologische Gewebe kann diese Näherung allerdings nicht angewendet werden.

Kubelka und Munk [52] entwickelten einen ersten Ansatz, den Strahlungstransport in streuenden, planparallelen Medien zu beschreiben. Grundgedanke der Kubelka-Munk-Näherung ist, die Strahlungsdichte $L(z, \vec{s})$ in einen diffusen Vorwärtsfluss $F^+(z)$ und einen diffusen Rückwärtsfluss $F^-(z)$ zu zerlegen. Setzt man diesen Ansatz in die Strahlungstransportgleichung ein, so erhält man daraus Differenzialgleichungen für $F^+(z)$ und $F^-(z)$, für die analytische Lösungen gefunden werden können. Die Einschränkung der Kubelka-Munk-Näherung auf planparallele Geometrie, diffuse Beleuchtung, isotrope Streuung und geringe Absorption verhindert jedoch ihre Anwendung auf die durchgeführten Experimente.

Die Diffusionsnäherung stellt eine Verallgemeinerung des Kubelka-Munk-Ansatzes dar. Hierbei wird sowohl die Strahlungsdichte $L(\vec{r}, \vec{s})$ als auch die Quellfunktion $S(\vec{r}, \vec{s})$ in eine geeignete Reihe entwickelt. Bricht man die Entwicklung nach dem zweiten Glied ab und setzt diesen Ansatz in die Strahlungstransportgleichung ein, so kann man diese in eine Diffusionsgleichung für die Gesamtstrahlungsdichte $\Psi(\vec{r})$ überführen. Obwohl die Beschränkung auf planparallele Geometrien nicht mehr gegeben ist, stellt doch die Einarbeitung der Randbedingungen für die Lösung der Diffusionsgleichung ein erhebliches Problem dar. Darüber hinaus zeigen die mit der Diffusionsnäherung gewonnenen Lösungen besonders in der Nähe von Quellen und Berandungen große Abweichungen von den realen Strahlungsdichten.

Die Inverse-Adding-Doubling-Methode (IAD) ist ein numerisches Verfahren zur Lösung der Transportgleichung. Der Grundgedanke besteht darin, für eine extrem dünne, unendlich ausgedehnte Gewebeschicht, bei der lediglich Einfachstreuung auftritt, die Strahlungsdichte an der Vorder- und Rückseite der Schicht aufzustellen. Hierbei kann auch der Einfluss einer Streuphasenfunktion berücksichtigt wer-

den. Fügt man eine zweite, gleichdünne Schicht hinzu, kann die Strahlungsdichte an den Stirnseiten der zusammengesetzten Schicht durch sukzessive Berücksichtigung des Strahlungsaustausches zwischen den Schichten ermittelt werden. Dicke Gewebeschichten können durch iterative Addition vieler dünner Schichten aufgebaut werden. Durch Verringerung der gewählten Schichtdicke kann die Genauigkeit des Verfahrens beliebig gesteigert werden kann, so dass die IAD-Methode für eingeschränkte Geometrien als exakt angesehen werden kann. Die damit von Prahl und van de Hulst erstellten Tabellenwerke [53] zur Transmission und Rückstreuung unterschiedlicher Gewebeschichten gelten daher als Standard, gegen den andere Berechnungsmethoden verglichen werden können.

11.3 Simulation des Photonentransports mit Monte-Carlo-Methoden

Für komplexe Randbedingungen stellt die Monte-Carlo-Simulation von einzelnen Photonentrajektorien das flexibelste und zugleich exakteste Verfahren zur Lösung der Strahlungstransportgleichung dar. Erstmals 1949 auf Probleme der Atmosphärenforschung angewandt, ist diese Methode inzwischen in vielen weiteren Bereichen der Physik verbreitet.

Das Prinzip der Monte-Carlo-Simulation des Strahlungstransports basiert auf der aufeinander folgenden Erzeugung einer großen Anzahl von Photonen, deren zufällige Wege im Gewebe verfolgt werden. Die Simulation eines Photons wird dann beendet, wenn es entweder absorbiert wurde oder das simulierte Gewebevolumen verlassen hat. Die Parameter wie Streuwinkel oder Reflexions- und Absorptionswahrscheinlichkeiten werden mittels Zufallszahlen auf der Basis physikalisch relevanter Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen hergeleitet. Die benötigten Gewebedaten wie μ_a , μ_s oder $p(\vec{s}, \vec{s}')$ sind mit denen in Gl. (11.1) identisch. Interessierende Größen wie absorbierte Energie oder Strahlungsdichte werden aus der Akkumulation der Ergebnisse von Einzelphotonen gewonnen. Die Monte-Carlo-Simulation besitzt den großen Vorteil, dass Photonenquellen, Phasenfunktionen und die Verteilung der optischen Gewebeparameter frei gewählt werden können. Die Genauigkeit der Simulation hängt statistisch von der Anzahl der berechneten

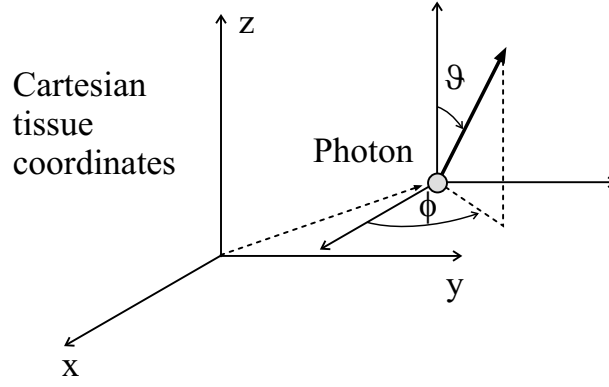


Abb. 11.1: Beschreibung des Photonenortes über kartesische Koordinaten und der Photonenrichtung über Azimutal- und Polarwinkel.

Photonen ab. Für ein hinreichend genaues Simulationsergebnis muss dementsprechend ein hoher Rechenaufwand betrieben werden.

Als Ortskoordinaten werden jedem Photon gemäß Abb. 11.1 kartesische Koordinaten x , y und z im Gewebekoordinatensystem zugeordnet. Die Festlegung der Photonenrichtung erfolgt über einen Azimutalwinkel ϕ und einen Polarwinkel ϑ . Eine Bewegung des Photons in seiner momentanen Richtung um die Strecke Δs ändert also seine Position um

$$\Delta x = \Delta s \cos \phi \sin \vartheta, \quad (11.7)$$

$$\Delta y = \Delta s \sin \phi \sin \vartheta, \quad (11.8)$$

$$\Delta z = \Delta s \cos \vartheta. \quad (11.9)$$

Die Initialisierung der Photonenorte und Richtung erfolgt gemäß der zu simulierenden Quellgeometrie. Die Schrittweite Δs eines Photons zwischen zwei möglichen Wechselwirkungen muss im Vergleich zur mittleren freien Weglänge klein sein, um eine sinnvolle Simulation der physikalischen Prozesse durchführen zu können:

$$\Delta s \ll \frac{1}{\mu_a + \mu_s} \quad (11.10)$$

Bei der späteren Berechnung wurde ein Wert von etwa $1/10$ der mittleren freien Weglänge verwendet.

Die Wahrscheinlichkeiten für einen Absorptions- beziehungsweise Streuprozess folgen mit der Schrittweite Δs als Näherung aus der Taylor-Entwicklung für

$\mu_a \Delta s \rightarrow 0$ und $\mu_s \Delta s \rightarrow 0$:

$$W_a = 1 - e^{-\mu_a \Delta s} \approx \mu_a \Delta s \quad (11.11)$$

$$W_s = 1 - e^{-\mu_s \Delta s} \approx \mu_s \Delta s \quad (11.12)$$

In der Monte-Carlo-Simulation werden die jeweiligen Wahrscheinlichkeiten mit einer Zufallszahl $\xi \in [0, 1]$ verglichen und daraus die weitere Entwicklung des Photons abgeleitet:

$$\xi < W_a \Rightarrow \text{Absorptionsprozess} \quad (11.13)$$

$$W_a < \xi < W_a + W_s \Rightarrow \text{Streuprozess} \quad (11.14)$$

$$W_a + W_s < \xi \Rightarrow \text{keine Wechselwirkung} \quad (11.15)$$

Ergibt sich für das Photon ein Streueignis, so muss mit Hilfe der Streuphasenfunktion und einer weiteren Zufallszahl der Streuwinkel relativ zur momentanen Photonenrichtung berechnet werden. Allgemein wird die statistische Verteilung einer physikalischen Größe k , die im Intervall $[a, b]$ definiert ist, durch eine Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktion $w(k)$ beschrieben, die folgende Normierungsvorschrift erfüllt:

$$\int_a^b w(k) dk = 1 \quad (11.16)$$

Die Henvey-Greenstein-Funktion aus Gl. (11.4) ist ein Beispiel für eine solche normierte Dichtefunktion. Ein statistisch korrekt bestimmter Wert k_ξ der Variablen k kann mit Hilfe einer gleichmäßig verteilten Zufallszahl $\xi \in [0, 1]$ gewonnen werden, indem man das folgende Integral bestimmt und nach k_ξ auflöst:

$$\xi = \int_a^{k_\xi} w(k) dk \quad (11.17)$$

Die durch $w(k)$ vorgegebene Verteilung wird schließlich durch eine Vielzahl von Zufallszahlen k_ξ genähert, die nach der beschriebenen Methode gewonnen werden. Im Falle der Henvey-Greenstein-Funktion (11.4) erhält man für die statistisch korrekte Bestimmung des Streuwinkels Θ [47]

$$\cos \Theta_\xi = \frac{1}{2 g_{hg}} \left[1 + g_{hg}^2 - \left(\frac{1 - g_{hg}^2}{1 + g_{hg} + 2 g_{hg} \xi} \right)^2 \right]. \quad (11.18)$$

Der Azimutalwinkel Φ wird aufgrund der vorausgesetzten Rotationssymmetrie zufällig aus dem Intervall $[0, 2\pi]$ mit konstanter Wahrscheinlichkeitsdichte ausgewählt. Da die Streuwinkel Θ und Φ relativ zur alten Photonenrichtung berechnet wurden, muss anschließend eine Transformation der neuen Richtung in das Gewebekoordinatensystem erfolgen.

Trifft ein Photon auf eine optische Grenzschicht, so kann es in der Monte-Carlo-Simulation entweder vollständig reflektiert oder transmittiert werden. Zur Entscheidung zwischen den beiden Prozessen wird aus den Fresnel-Gleichungen die Reflexionswahrscheinlichkeit berechnet und mit einer Zufallszahl verglichen. Die neue Photonenrichtung wird entsprechend den Gln. (11.5) und (11.6) gesetzt.

Im Falle eines Absorptionsprozesses wird die aktuelle Photonenposition in eine Ergebnisdatei geschrieben und das Photon gelöscht. Die Simulation kann dann mit der Initialisierung eines neuen Photons am Quellenort fortfahren. Der schematische Ablauf der optischen Simulation ist in Anhang C als Flussdiagramm dargestellt.

Zur Evaluierung der hier vorgestellten optischen Simulation wurden die Simulationsergebnisse mit Referenzwerten aus [53] verglichen, die mit der IAD-Methode berechnet wurden. Hierbei wurde eine ausgedehnte, dünne Gewebeschicht unter kollimierter Bestrahlung mit einer Henvey-Greenstein-Phasenfunktion und einem identischen Brechungsindex von Gewebe und Umgebung simuliert. Die diffuse Rückstreuung R wurde aus der Monte-Carlo-Simulation als Verhältnis aus der Anzahl der rückgestreuten Photonen N_r zur Anzahl der in die Probe eingestrahelten Photonen N_0 bestimmt, also $R_{MC} = N_r/N_0$. Analog errechnete sich die diffuse Transmission mit der Anzahl der transmittierten Photonen N_t zu $T_{MC} = N_t/N_0$. Die Gesamtzahl der eingestrahelten Photonen betrug $N_0 = 10^5$. Je nach Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung bzw. Transmission muss mit einem statistischen Fehler zwischen 0.3% und 3.9% gerechnet werden. In Tab. 11.1 sind die Ergebnisse und die Referenzwerte für verschiedene Gewebeparameter wiedergegeben. Im gesamten Parameterbereich zeigt die Monte-Carlo-Simulation gute Übereinstimmung mit den Referenzwerten. Da bei der Auswertung der Simulation Photonen nicht erfasst wurden, die das Gewebe nahezu parallel zu den Stirnflächen verlassen haben, kommt es insbesondere bei sehr kleinen Werten der Rückstreuung und Transmission zu leicht vergrößerten Fehlerwerten von bis zu 10%. Der entwickelte

Tab. 11.1: Vergleich der diffusen Rückstreuung R und und Transmission T , ermittelt durch Monte-Carlo-Simulationen (10^5 Photonen) und Inverse-Adding-Doubling-Berechnungen (Genauigkeit $\pm 0.01\%$) als Funktion des Absorptionskoeffizienten μ_a , des Streukoeffizienten μ_s , des Henvey-Greenstein-Parameter g_{hg} und der Probendicke d .

μ_a/mm^{-1}	μ_s/mm^{-1}	g_{HG}	d/mm	R_{IAD}	R_{MC}	T_{IAD}	T_{MC}
0.2	1.8	0.0	1.0	0.3616	0.3665	0.3565	0.3587
0.2	1.8	0.5	1.0	0.2045	0.2028	0.5233	0.5184
0.2	1.8	0.875	1.0	0.0422	0.0419	0.7432	0.7397
0.2	1.8	0.0	0.125	0.0965	0.1015	0.8733	0.8701
0.2	1.8	0.5	0.125	0.0375	0.0389	0.9341	0.9330
0.2	1.8	0.875	0.125	0.0064	0.0070	0.9679	0.9672
0.1	9.9	0.0	0.2	0.4975	0.4952	0.4657	0.4624
0.1	9.9	0.5	0.2	0.3053	0.3116	0.6603	0.6485
0.1	9.9	0.875	0.2	0.0691	0.0726	0.9057	0.8995
4.0	36.0	0.0	0.1	0.4081	0.4012	0.1285	0.1233
4.0	36.0	0.5	0.1	0.2612	0.2540	0.2505	0.2366
4.0	36.0	0.875	0.1	0.0658	0.0658	0.5212	0.5149

Simulationscode kann aufgrund der Übereinstimmung mit der IAD-Methode als evaluiert angesehen werden.

11.4 Die ‘Bioheat’-Transportgleichung

Der zeitliche Temperaturverlauf innerhalb eines Gewebes während einer Laserbehandlung wird durch zwei Vorgänge bestimmt: durch die lokale Deponierung

von Wärme durch den Laserstrahl sowie durch die Ableitung und Ausbreitung von Wärmeenergie. Der erste Prozess ist durch die Lichtverteilung und die Absorptionseigenschaften des Gewebes gegeben. Die Wärmeausbreitung hängt von Faktoren wie der Wärmeleitung im Gewebe, dem Wärmetransport durch den Blutstrom, Phasenumwandlungen, Abstrahlung von Wärmeenergie oder der Verdampfungswärme ab. Die zeitabhängige Temperaturverteilung $T(\vec{r}, t)$ im Gewebe wird durch die so genannte ‘Bioheat’-Transportgleichung beschrieben:

$$\rho c_p \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla \lambda \nabla T(\vec{r}, t) + Q_L(\vec{r}, t) + Q_B(\vec{r}, t) + Q_M(\vec{r}, t) \quad (11.19)$$

Die Gleichung enthält die thermischen Gewebeparameter Wärmeleitfähigkeit λ des Gewebes in ($\text{W K}^{-1} \text{cm}^{-1}$), spezifische Wärmekapazität c_p in ($\text{J g}^{-1} \text{K}^{-1}$) und Dichte ρ in (g cm^{-3}). Der erste Summand auf der rechten Seite von Gl. (11.19) beinhaltet die thermische Energieänderung aufgrund von Wärmeleitung. Der zweite Summand Q_L modelliert den Quellterm durch die Lasereinstrahlung, der sich aus der Photonen-Absorptionsverteilung ergibt. Der dritte Summand Q_B beschreibt den Transport von Wärmeenergie durch strömendes Blut. Da es sich bei den durchgeführten Bestrahlungen ausschließlich um in-vitro-Experimente handelt, wird dieser Term nicht berücksichtigt. Der vierte Summand Q_M fasst schließlich Veränderungen der Energiebilanz durch Stoffwechselvorgänge, Wärmestrahlung oder Phasenumwandlungen zusammen. Stoffwechselvorgänge werden aus dem gleichen Grund wie die Blutperfusion vernachlässigt. Der Beitrag der Wärmestrahlung kann grob abgeschätzt werden, indem man eine lokale Gewebeerhitzung auf 500 K im Laserfokus annimmt. Die Leistungsdichte der Abstrahlung dieser Fläche abzüglich der Einstrahlung der 300 K warmen Umgebung berechnet sich nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz unter der Annahme eines Emissionsgrades von 1 zu 0.3 W cm^{-2} . Verglichen mit der Laserleistungsdichte im Makropuls von mehr als einem kW cm^{-2} bei den FEL-Ablationen kann die Vernachlässigung der Wärmestrahlung deshalb höchstens zu einer geringen Abweichung der berechneten Temperaturen nahe der Geweboberfläche führen. Die Phasenumwandlung von Wasser zu Dampf mit der spezifischen Verdampfungsenergie von 2.25 kJ g^{-1} spielt sicherlich bei der Energiebilanz eine wesentliche Rolle. Da allerdings die genauen Vorgänge von der Temperatur, dem lokalen Druck sowie den Randbedingungen abhängen, sind sie nur mittels komplexer thermodynamischer Modelle zu berechnen. Daher wird in der Auswertung der Simulationen lediglich eine grobe

Abschätzung der energetischen Verhältnisse unter Verdampfung möglich sein.

Die thermischen Gewebeeigenschaften hängen entscheidend vom relativen Wassergehalt ω_{Wasser} des Gewebes ab und sind bei 37°C in guter Näherung [54] durch die folgenden Zusammenhänge gegeben:

$$\lambda = 4.19 \cdot 10^{-3} (0.133 + 1.36 \cdot \omega_{Wasser}) \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (11.20)$$

$$c_p = 4.19 \cdot (0.37 + 0.63 \cdot \omega_{Wasser}) \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (11.21)$$

$$\rho = (1.3 - 0.3 \cdot \omega_{Wasser}) \text{ g cm}^{-3} \quad (11.22)$$

11.5 Simulation des Wärmetransports mit Monte-Carlo-Methoden

Ähnlich wie die Strahlungstransportgleichung ist auch die ‘Bioheat’-Gleichung in den meisten Praxisfällen nicht analytisch lösbar. Zur Lösung von komplexen Wärmetransportproblemen existieren hauptsächlich zwei numerische Verfahren, die Methode der finiten Elemente (FEM) und die Methode der finiten Differenzen (FDM).

Bei FEM-Berechnungen wird das Simulationsvolumen in kleine Volumenelemente mit jeweils konstanten Parametern eingeteilt. Die Problemstellung, wie beispielsweise die Wärmeleitung, kann für die einzelnen Elemente leicht gelöst werden. Allerdings sind an den Berührstellen der Elemente untereinander Randbedingungen der Lösungen zu erfüllen, so dass die Lösung im gesamten Simulationsvolumen das physikalische Problem beschreibt. Für die Lösung von zeitabhängigen Problemen wird die Zeitvariable diskretisiert und so aus der FEM-Lösung für den Zeitschritt t die Lösung für den folgenden Zeitschritt $t + \Delta t$ berechnet.

Für die FDM-Lösung physikalischer Probleme wird die zugrundeliegende Differenzialgleichung durch eine geeignete Differenzengleichung ersetzt. Dabei ergeben sich Gleichungssysteme, die die Lösung zur Zeit $t + \Delta t$ als Funktion der Lösung zur Zeit t darstellen. Die Genauigkeit der FDM-Lösung hängt wesentlich von der gewählten Orts- und Zeitschrittweite für die Diskretisierung ab.

Bei der hier entwickelten Simulation wurde ein dritter Weg gewählt, der die mikroskopische Beschreibung von Wärme im Bild der statistischen Mechanik ausnutzt. Dabei wird der Wärmetransport durch den Transfer kinetischer Energie in unzähligen Stossprozessen zwischen den Atomen des Wärmeleiters beschrieben. Im hier entwickelten, mikroskopischen Modell bewegen sich kleine Wärmeenergiepakete auf Random-Walk-Bahnen durch das Gewebe und streuen isotrop an anderen Paketen. Diese Energiepakete sollen im Folgenden Phononen genannt werden, obwohl sie mit den physikalischen Phononen aus der Festkörperphysik nur wenig gemein haben. Dieser Simulationsansatz besitzt den Vorteil, dass ein großer Teil der zur optischen Simulation eingesetzten Methoden wieder verwendet werden kann. Außerdem sind komplizierte Anfangswärmeverteilungen, Randbedingungen und Parameterverteilungen leicht behandelbar, so dass auch inhomogene Gewebe thermisch simuliert werden können.

Die Initialisierung von Phononen erfolgt am Absorptionsort eines Photons. Die Energie eines simulierten Phonons entspricht dabei der Energie des absorbierten Photons.

Um eine physikalisch sinnvolle Simulation zu realisieren, muss die Schrittweite zwischen zwei Kollisionsprozessen der Phononen geeignet mit den makroskopischen thermischen Gewebeparametern verknüpft werden. Dies kann durch Vergleich der simulierten Phononenverteilung mit einer bekannten analytischen Lösung der Wärmeleitungsgleichung erfolgen. Für ein homogenes Material mit einer punktförmigen Anfangswärmeverteilung kann das zeitabhängige Temperaturfeld mit $\kappa = \lambda/(\rho c)$ in Kugelkoordinaten angegeben werden als

$$T(r, t) = \frac{\chi_0}{(4\pi \kappa t)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}}. \quad (11.23)$$

Der Erwartungswert für das Quadrat des Abstandes $\langle r^2 \rangle$ unter dieser Wärmeverteilung kann berechnet werden zu

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty r^2 T(r, t) dr}{\int_0^\infty T(r, t) dr} = 6 \kappa t. \quad (11.24)$$

Andererseits gilt für den Erwartungswert $\langle r^2 \rangle$ eines Random-Walk-Teilchens, welches sich pro Zeitschritt Δt um die Schrittweite L weiterbewegt und danach durch

Kollision seine Richtung zufällig ändert, zur Zeit t nach dem Start $\langle r^2 \rangle = L^2 t / \Delta t$. Durch Gleichsetzen der Erwartungswerte aus der analytischen Lösung und dem Random-Walk-Prozess ergibt sich für die Schrittweite des Phonons schließlich $L = \sqrt{6 \kappa \Delta t}$.

Überschreitet ein Phonon die Grenzfläche zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Temperaturleitfähigkeit κ_1 und κ_2 , so muss seine Schrittweite entsprechend angepasst werden. Hierbei kann ausgenutzt werden, dass das Integral $\int_0^L 1/\sqrt{\kappa(l)} dl$ längs des Phononweges zwischen zwei Kollisionen innerhalb von homogenem Material stets den Wert $\sqrt{6 \Delta t}$ annimmt. Fordert man, dass diese Bedingung auch beim Passieren einer Grenzfläche erfüllt ist, so kann man die korrekte Phononenschrittweite als obere Integrationsgrenze ermitteln. Hierzu wird das Integral in mehreren Teilschritten längs des Phononenweges numerisch berechnet und die Gesamtschrittweite so gewählt, dass der Integralwert kleiner gleich $\sqrt{6 \Delta t}$ ist.

Der Temperaturanstieg ΔT in einem Teilvolumen ΔV des Gewebes kann aus der Anzahl ΔN der Phononen mit einer Energie E_{Phonon} in diesem Teilvolumen sowie der spezifischen Wärmekapazität und der Dichte des Gewebes zu

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{c_p m} = \frac{\Delta N E_{Phonon}}{\Delta V c_p \rho} \quad (11.25)$$

berechnet werden.

Zur Evaluierung der thermischen Simulation mittels Monte-Carlo-Methoden wurde ein Vergleich mit einem analytisch lösbaren Wärmeleitproblem durchgeführt. Hierzu wurde der Fall einer kugelförmigen Wärmequelle mit Radius R , den thermischen Parametern λ_1 , ρ_1 , c_1 und der konstanten Quellenleistungsdichte η in einem unendlich ausgedehnten Wärmeleiter mit den Parametern λ_2 , ρ_2 und c_2 ausgewählt. Die Wärmeleitungsgleichung für diesen Fall lautet:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \begin{cases} \frac{\lambda_1}{\rho_1 c_1} \Delta T + \frac{\eta}{\rho_1 c_1} & : r \leq R \\ \frac{\lambda_2}{\rho_2 c_2} \Delta T & : r > R \end{cases} \quad (11.26)$$

Entsprechend der Symmetrie des Systems besitzt die Lösung ebenfalls Kugelsymmetrie. Im quasistationären Fall, also für $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, ergeben sich für den Kugellinnen-

und -außenraum folgende Temperaturverteilungen:

$$T(r) = \begin{cases} -\frac{\eta}{6\lambda_1} \cdot r^2 + \eta R^2 \left(\frac{1}{3\lambda_2} + \frac{1}{6\lambda_1} \right) & : r \leq R \\ \frac{\eta R^3}{3\lambda_2} \cdot \frac{1}{r} & : r > R \end{cases} \quad (11.27)$$

In der Monte-Carlo-Simulation wurde die zeitliche Entwicklung einer gleichmäßigen Anfangsverteilung von 10^5 Phononen der Energie 1 nJ innerhalb der Kugel für verschiedene Zeiten t berechnet. Dies entspricht einer Wärmequelle, die lediglich zum Zeitpunkt 0 Wärmeenergie emittiert, zu allen anderen Zeitpunkten aber abgeschaltet ist. Um den quasistationären Fall zu simulieren, der sich erst nach einer unendlich langen Wärmeemission der Quelle einstellt, müssten somit die Monte-Carlo-Lösungen für alle Zeiten $t \geq 0$ aufintegriert werden. Die Parameter wurden im für Laser-Gewebe-Wechselwirkungen typischen Bereich zu $R = 10 \mu\text{m}$, $c_1 = c_2 = 4.35 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\rho_1 = \rho_2 = 1.0 \text{ g cm}^{-3}$, $\lambda_1 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und $\eta = 9.55 \cdot 10^{-7} \text{ W cm}^{-3}$ gewählt, so dass die Wärmequelle in einem guten Wärmeleiter eingebettet ist. Im berechneten Vergleich wurden 40 Monte-Carlo-Lösungen für simulierte Zeiträume zwischen $25 \mu\text{s}$ und $1000 \mu\text{s}$ mit einem zeitlichen Abstand von $25 \mu\text{s}$ addiert. Abbildung 11.2 zeigt die analytische Lösung als durchgezogene Linie und die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation als Quadrate. Die Abweichungen nahe bei $r = 0$ sind statistisch bedingt, da dieser Bereich nur einem sehr kleinen Volumen entspricht und daher entsprechend wenige Phononen enthält. Durch ergänzende Analysen konnte gezeigt werden, dass die leichte Unterschätzung der Temperaturverteilung im Außenbereich der Kugel durch die beschränkte Anzahl von 40 Einzellösungen bedingt ist, die zur Aufsummierung der stationären Lösung herangezogen wurde. Daher kann die Simulation des Wärmetransports mit Monte-Carlo-Methoden sowohl innerhalb homogener Bereiche als auch über Grenzflächen hinweg als evaluiert angesehen werden.

Der thermische Simulationsablauf von der Photonenabsorptionsverteilung als Quellfunktion bis zur Phononenverteilung ist in Anhang C als Flussdiagramm dargestellt. Auf die Simulation mit temperaturabhängigen optischen und thermischen Gewebeparametern, wie sie beispielsweise durch fortschreitende Karbonisierung während der Laserbestrahlung hervorgerufen werden können, wurde verzichtet. In diesem Falle müsste das Schema dahingehend verändert werden,

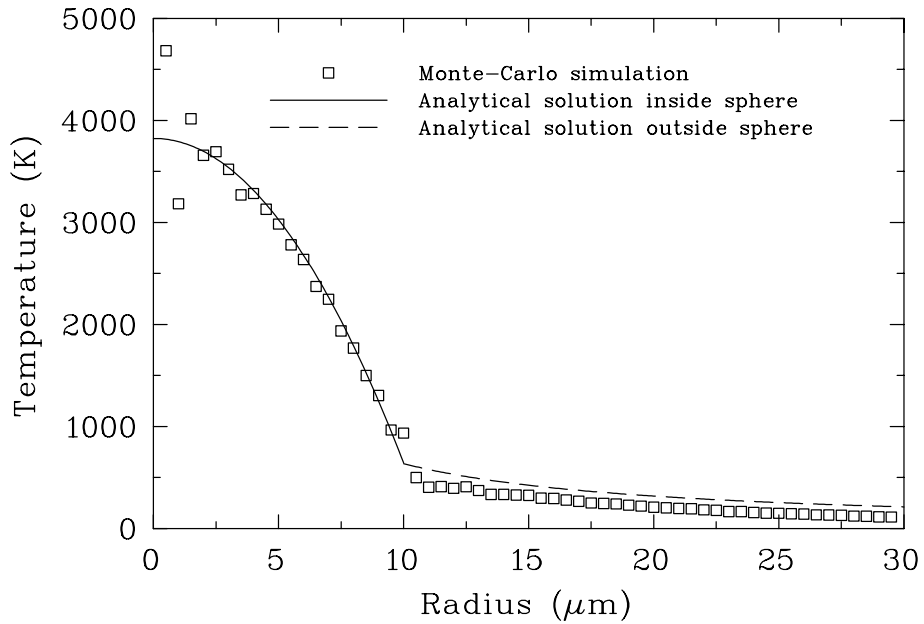


Abb. 11.2: Vergleich der stationären Temperaturverteilung aus der Monte-Carlo-Simulation und der analytischen Berechnung innerhalb und außerhalb einer kugelförmigen Wärmequelle, die in einen thermischen Leiter eingebettet ist.

dass nach einem Zeitschritt der optischen Simulation ein Zeitschritt der thermischen Simulation erfolgt. Anschließend müssten die optischen und thermischen Parameter auf der Basis der momentanen Temperaturverteilung aktualisiert werden. Mit diesem neuen Parametersatz könnte dann die Simulation des nächsten Zeitschrittes erfolgen.

11.6 Anwendung der Simulation

Die in den vorherigen Abschnitten beschriebene Simulation wird auf die durchgeführten Ablationsexperimente angewendet, um einen Vergleich zwischen Simulation und Experiment zu erhalten. Dabei können experimentell nicht oder nur schwer zugängliche Größen wie die Photonenverteilung im Gewebe oder die Temperaturverteilung während eines Lasermakropulses berechnet werden, die für ein tieferes Verständnis der ablaufenden Prozesse wichtig sind.

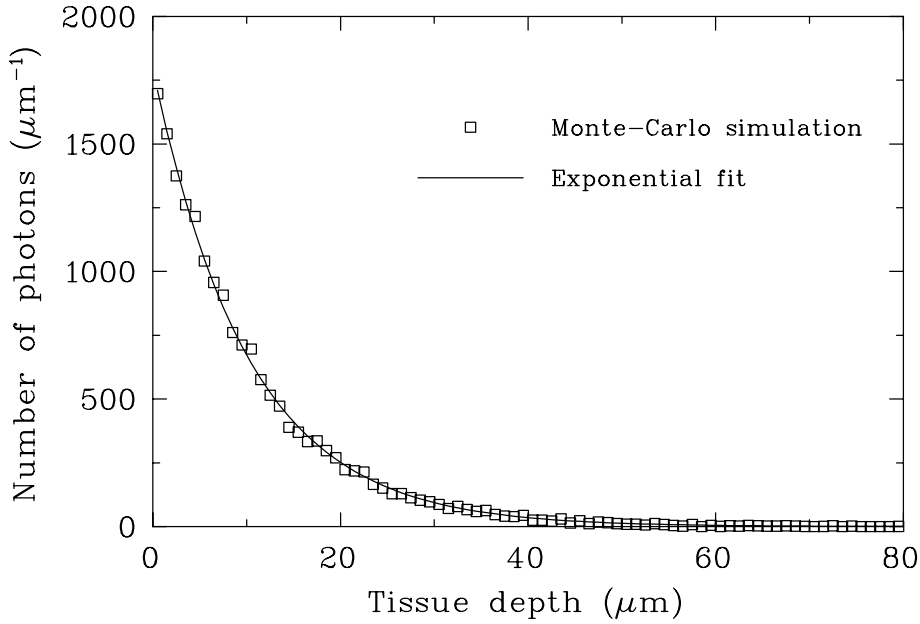


Abb. 11.3: Simulierte Photonendichte als Funktion der Gewebetiefe unter FEL-Bestrahlung. Die Verteilung gehorcht dem Lambert-Beerschen Gesetz.

Als erste Anwendung wurde die Verteilung der Photonenabsorptionsorte bei der FEL-Bestrahlung von Cornea mit einer Wellenlänge von $7\text{ }\mu\text{m}$ genauer untersucht. Hierzu wurden Photonen mit einer Schrittweite von $1\text{ }\mu\text{m}$ simuliert, die von einer gaussförmigen Quelle der Halbwertsbreite $140\text{ }\mu\text{m}$ ausgehend, in einen Gewebewürfel der Dimension $2\times 2\times 1\text{ mm}^3$ eingestrahlt werden. Der Absorptionskoeffizient des Gewebes wurde nach [45] zu $\mu_a=0.1\text{ }\mu\text{m}^{-1}$ gewählt, der Streukoeffizient als obere Abschätzung gemäß [47] zu $\mu_s=0.01\text{ }\mu\text{m}^{-1}$. Von 10^6 simulierten Photonen wurden diejenigen ausgewählt, die in einer Gewebetiefe zwischen 5 und $6\text{ }\mu\text{m}$ absorbiert wurden. An die Dichteverteilung dieser Photonen wurde eine Gaussfunktion angepasst. Die Halbwertsbreite der Fitfunktion beträgt $140.6\text{ }\mu\text{m}$, was sehr gut mit der Photonendichteverteilung im Laserfokus an der Gewebeoberfläche übereinstimmt. Analog dazu wurde die Verteilung der Absorptionsorte als Funktion der Gewebetiefe untersucht. Wie aus Abb. 11.3 ersichtlich, kann die Dichteverteilung sehr gut durch eine Exponentialfunktion mit einem Absorptionskoeffizienten von $\mu_a=0.098\text{ }\mu\text{m}^{-1}$ gefittet werden. Zusammenfassend zeigen diese Ergebnisse, dass für ein Gewebe mit dominierendem Absorptionskoeffizienten auch bei Anwesenheit von Streuung das Lambert-Beersche Gesetz angewendet werden kann. Dieses sagt lediglich eine exponentielle Abnahme der Laserintensität mit der Tiefe vorher; die transversale Intensitätsverteilung bleibt

unverändert. Insgesamt kann demnach die Intensitätsverteilung der Laserstrahlung in einem stark absorbierenden Gewebe durch

$$I(x, y, z) = I_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \cdot e^{-\mu_a z} \quad (11.28)$$

beschrieben werden, wobei σ die Varianz der Quellen-Gaussverteilung in der x - y -Ebene ist und das Licht in z -Richtung in das Gewebe eingestrahlt wird. Dieser Ansatz wird in vielen analytischen Modellen zur Infrarotbestrahlung von Gewebe verwendet und ist somit gerechtfertigt.

Als zweites Anwendungsbeispiel wurde der Einfluss der Wärmeleitung auf die Wärmeverteilung im Gewebe untersucht. Hierbei wurde die Absorption von 20 000 FEL-Photonen in Cornea wie oben berechnet. Ausgehend von dieser Verteilung als Quellorte für die Phononen, wurde die zeitliche Entwicklung der Phononenverteilung über einen Zeitraum von 0.4 ms und 0.8 ms simuliert. Hierbei wurden für das Gewebe die thermischen Parameter gemäß Gln. (11.20) bis (11.22) bei einem relativen Wassergehalt der Cornea von 75% angesetzt. Für die das Gewebe umgebende Luft wurden gemäß [55, 56] die Werte $\lambda_1 = 2.6 \cdot 10^{-4} \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, $\rho = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ und $c_p = 1.003 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ verwendet. Die Phononendichteverteilungen entlang der Gewebetiefe zu verschiedenen Zeitpunkten sind in Abb. 11.4 dargestellt. Es zeigt sich, dass der anfänglich große Temperaturgradient direkt an der Gewebeoberfläche zu einem beachtlichen Wärmefluss in die Luftschicht über dem Gewebe führt. Dieser übersteigt sogar den Wärmefluss in das Gewebe hinein und verringert somit für Laserpulsdauern im Millisekunden-Bereich die Effizienz der Gewebeaufheizung wesentlich. Dies kann auch beobachtet werden, wenn die Energiedichte in einem oberflächlichen Gewebevolumenelement der Dimension $40 \times 40 \times 5 \text{ } \mu\text{m}^3$ direkt im Zentrum des Laserfokus über die Makropulsdauer von 4 ms verfolgt wird. Ohne Wärmeleitung würde die Energiedichte wie in Abb. 11.5 linear bis auf einen Wert von $1.6 \text{ nJ } \mu\text{m}^{-3}$ ansteigen. Durch die oben beschriebenen Transportvorgänge kommt es allerdings zu einem wesentlich geringeren Anstieg auf nur $0.36 \text{ nJ } \mu\text{m}^{-3}$. Aus den Simulationsergebnissen kann gefolgert werden, dass die Vernachlässigung von Wärmetransportvorgängen bei Laserpulsdauern im Millisekunden-Bereich nicht mehr zulässig ist. Allerdings gilt zu beachten, dass sich die thermodynamischen Verhältnisse beim Einsetzen eines Verdampfungsprozesses an der Oberfläche stark ändern und obige Betrachtung nicht mehr gültig ist.

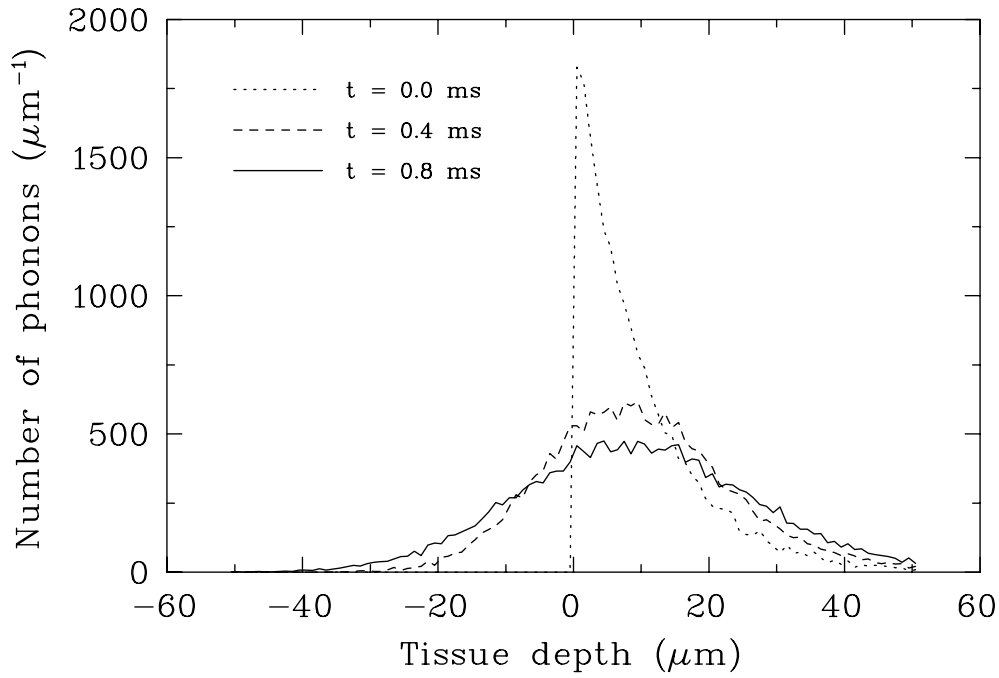


Abb. 11.4: Simulierte zeitliche Entwicklung des Wärmeprofiles unter FEL-Bestrahlung.

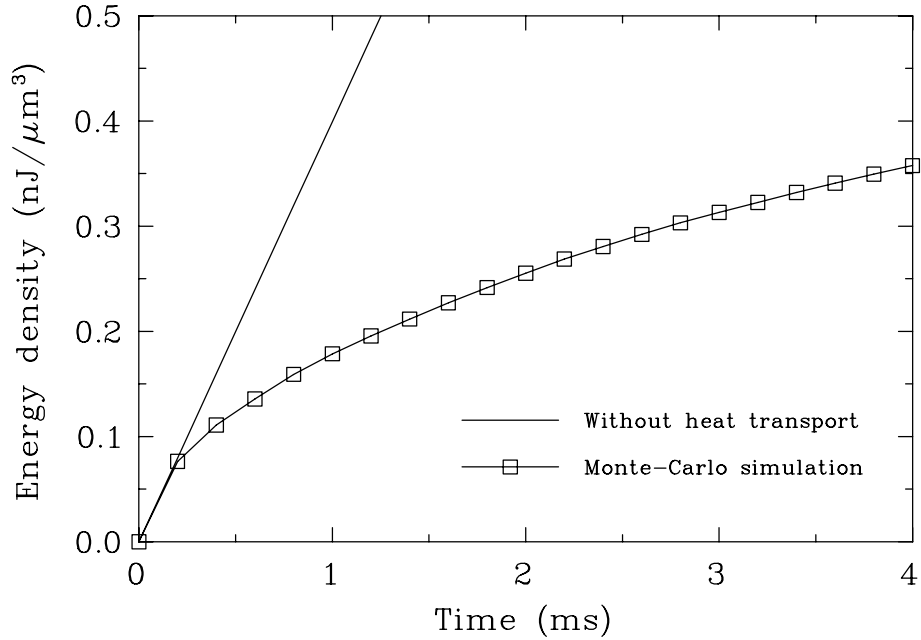


Abb. 11.5: Simulierter zeitlicher Verlauf der Energiedichte im Zentrum des Laserfokus während eines 4 ms langen FEL-Makropulses.

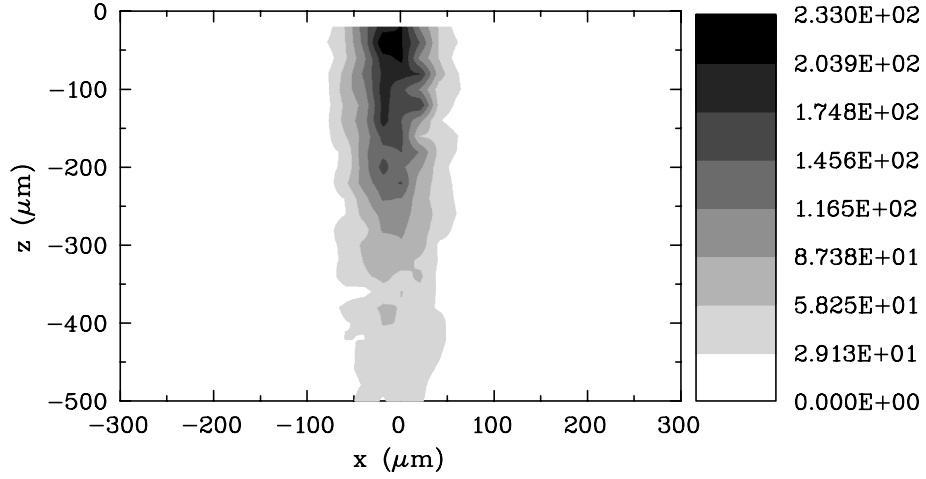


Abb. 11.6: Simuliertes Absorptionsprofil der Ti:Sa-Photonen in einer Gewebeschicht parallel zur Strahlrichtung. Die Photonen treffen von oben auf die Gewebeschicht. Die Legende gibt die Photonenzahl pro Volumeneinheit an.

Als drittes Anwendungsbeispiel der Simulation wurde eine Abschätzung für die Größe der thermischen Schädigungszone bei FEL-Bestrahlung ermittelt. Hierbei wurde zum Zeitpunkt des Einsetzens der Verdampfung im Zentrum des Laserflecks die Größe des Gewebebereichs ermittelt, in dem eine Temperatur von 60°C überschritten wird. Eine solche Temperaturerhöhung führt bereits zu irreversiblen biologischen Effekten [42]. Es ergibt sich aus der Temperaturverteilung eine Tiefenausdehnung von $35\text{ }\mu\text{m}$ und eine Radialausdehnung von $75\text{ }\mu\text{m}$. Berücksichtigt man, dass bei den experimentell bestrahlten Proben durch die Überlagerung von mehreren Makropulsen noch eine Vergrößerung dieses Wertes zu erwarten ist, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit Schädigungsbereichen, die aus Dünnschnitten bestimmt werden können. Der angefärbte, thermisch geschädigte Bereich in vergleichbaren Dünnschnittpräparaten erstreckt sich etwa $60\text{ }\mu\text{m}$ in die Tiefe und $150\text{ }\mu\text{m}$ radial.

Als Beispiel für ein stark streuendes Gewebe wurde die Bestrahlung von Leber mit einem Ti:Sa-Laser der Wellenlänge 790 nm simuliert. Für die optischen Parameter des Gewebes wurde gemäß [47] $\mu_a = 8.2 \cdot 10^{-5}\text{ }\mu\text{m}^{-1}$, $\mu_s = 5.7 \cdot 10^{-3}\text{ }\mu\text{m}^{-1}$, $g_{hg} = 0.8$ und für die Photonenschrittweite $10\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Die Dichteverteilung der Photonenaabsorptionsorte in einer zentralen Gewebeschicht der Dicke $20\text{ }\mu\text{m}$, die die Strahlachse des Lasers enthält, ist in Abb. 11.6 zu sehen. Die Photonen-

verteilung reicht bis tief in das Gewebe hinein; die Hälfte der maximalen Photonendichte erstreckt sich bis in $250\ \mu\text{m}$ Tiefe. Die Laserenergie wird folglich in einem großen Gewebavolumen deponiert. Dies führt zu einer ausgedehnten thermischen Schädigungszone. Eine genauere Analyse zeigt, dass bei dominanter Gewebestreuung die Photonenverteilung wesentlich von der des Lambert-Beerschen Gesetzes abweicht. Ein Vergleich mit Abb. 10.8 bestätigt qualitativ den tiefreichenden, unkontrollierbaren Wärmeeintrag in das Gewebe. Die Ablationskavität weist die gleiche Form wie das Absorptionsprofil auf und ist von starken thermischen Schädigungen begleitet.

In einem letzten Anwendungsfall der Simulation wurden die von Lebergewebe reflektierten und rückgestreuten Ti:Sa-Photonen in einer Ebene, die sich $10\ \mu\text{m}$ über der Gewebeoberfläche befindet, detektiert. Dabei zeigte sich, dass 33% der eingestrahnten Photonen das Gewebe an der Oberseite wieder verlassen. Um abzuschätzen, welche optische Leistungsdichte dem experimentell beobachteten Gewebeleuchten an der Oberfläche entspricht, kann ein Vergleich mit einer Glühbirne herangezogen werden. Eine 100 Watt-Birne wandelt etwa 10% der elektrischen Leistung in Licht. Bei einem Birnenradius von 3 cm liegt an der Oberfläche des Glaskolbens somit eine optische Leistungsdichte von $8.8 \cdot 10^{-2}\ \text{W cm}^{-2}$ vor. Vergleicht man diesen Wert mit der Leistungsdichteverteilung, die in der Monte-Carlo-Simulation bei einer Laserleistung von 410 mW die Gewebeoberfläche verläßt, so zeigt sich, dass er innerhalb eines Kreises mit einem Durchmesser von 3 mm überschritten wird. Dies korrespondiert gut mit der beobachteten Leuchterscheinung während der Ti:Sa-Bestrahlung und belegt, dass auch der Einfluss der diffusen Photonenstreuung in der Simulation realistisch modelliert wird.

12 Schlussbemerkungen und Ausblick

Im Rahmen des zweiten Teils dieser Arbeit wurden Untersuchungen zur Weichgewebeablation mit Lasern sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Wellenlängenbereich vorgestellt. Hierdurch konnte der Einfluss der Laserabsorption und -streuung aufgezeigt und die Praxistauglichkeit der verschiedenen Lasertypen beurteilt werden. Der Darmstädter Infrarot-FEL wurde hierbei hinsichtlich seiner Eigenschaft als Experimentiergerät zur medizinphysikalischen Forschung charakterisiert. Ähnliche Studien wurden in den vergangenen Jahren an mehreren Infrarot-FELs durchgeführt; inzwischen existieren erste Erfahrungen zur FEL-Anwendung in der Humanmedizin [57].

An Proben von Rindercornea wurden mit den infraroten Lasersystemen Ablationstiefen zwischen wenigen Mikrometern und einigen hundert Mikrometern realisiert. Eine Auswertung von Proben am Rasterelektronenmikroskop ergab, dass eine thermische Wechselwirkung zwischen Laser und Gewebe stattgefunden hat. Die Ablationskavitäten weisen eine scharf begrenzte Geometrie auf, wie es für die hohe Gewebeabsorption zu erwarten ist. Die Ablationstiefe kann mit einem einfachen Modell berechnet werden. Die thermischen Schädigungszonen am Rand des ablatierten Bereichs besitzen bei den FEL-Ablationen eine Ausdehnung von $100\text{ }\mu\text{m}$, beim Er:YAG-Laser mit einer um eine Größenordnung höheren Absorption sogar nur $30\text{ }\mu\text{m}$. Die Ablationen mit einem Ti:Sa-Laser im optischen Bereich hingegen sind geprägt durch die hohe Eindringtiefe der Strahlung und die daraus resultierende Aufheizung eines großen Gewebevolumens. Dadurch ist die Abtragung von Gewebe nicht exakt zu kontrollieren und die Ergebnisse weisen eine schlechte Qualität auf.

Um die thermische Schädigung des umliegenden Gewebes bei der FEL-Ablation weiter zu reduzieren, ist eine Erhöhung der Laserleistungsdichte notwendig. Hierdurch können kürzere Makropulse zur thermischen Ablation eingesetzt werden. Bei einer Erhöhung der Leistungsdichte um mehrere Größenordnungen wird eine Plasmazündung auf der Gewebeoberfläche möglich, die einen neuen Laser-Gewebe-Wechselwirkungsbereich für den FEL eröffnet. Als Maßnahmen zur Steigerung der Leistungsdichte sind eine optimale Fokussierung des Strahls mit einer angepassten Linse, eine getaperte Undulatorkonfiguration [58, 59] sowie der Einsatz eines parametrischen Laser-Verstärkersystems [12] angedacht.

Das entwickelte Simulationsprogramm zur Berechnung der Licht- und Wärmeverteilung während der Laserbestrahlung von Gewebe wurde mit geeigneten Vergleichsmethoden evaluiert. Als Anwendung wurden die absorptionsdominierte Photonenverteilung, der Einfluss des Wärmetransports auf den Ablationsprozess, die Größe der thermischen Schädigungszone sowie die Lichtverteilung im stark streuenden Gewebe berechnet und mit den experimentellen Beobachtungen verglichen. Hierbei konnte gezeigt werden, dass bei Pulsdauern im ms-Bereich der Wärmetransport in der Probe sowie der Wärmeübergang zu Luft eine wesentliche Rolle spielen, die von den meisten analytischen Modellen vernachlässigt wird. Die Photonenverteilung bei stark streuenden Geweben stimmt qualitativ mit dem lichtmikroskopisch bestimmten Ablationsprofil unter Ti:Sa-Bestrahlung überein. Eine Weiterentwicklung des Programms sollte temperaturabhängige optische und thermische Parameter einschließen. Der thermische Schädigungsbereich könnte mittels eines Schädigungsintegrals gemäß der Arrhenius-Formulierung [47] exakter bestimmt werden. Es bleibt anzumerken, dass die vorgestellte Simulation nur einen Teil der physikalischen Vorgänge modelliert, Prozesse wie die Verdampfung von Gewebematerial aber nicht beinhaltet. Daher muss bei der Beurteilung der Simulationsergebnisse stets auch der Anwendungsbereich des Modells berücksichtigt werden.

Durch die Experimente und begleitenden Simulationen konnte ein Vergleich von thermischen Laser-Gewebe-Wechselwirkungen bei hoher und geringer Absorption gegeben werden. Durch Fortschritte sowohl in der Laserentwicklung als auch in den medizinischen Therapiemöglichkeiten wird physikalisch fundierten Modellen in der Zukunft ein immer höherer Stellenwert in der Auswahl sowohl der optischen als auch therapeutischen Parameter zukommen. Die vorgestellten Untersuchungen können als Schritt in diese Richtung gewertet werden.

A Technische Zeichnung der Comptondiode

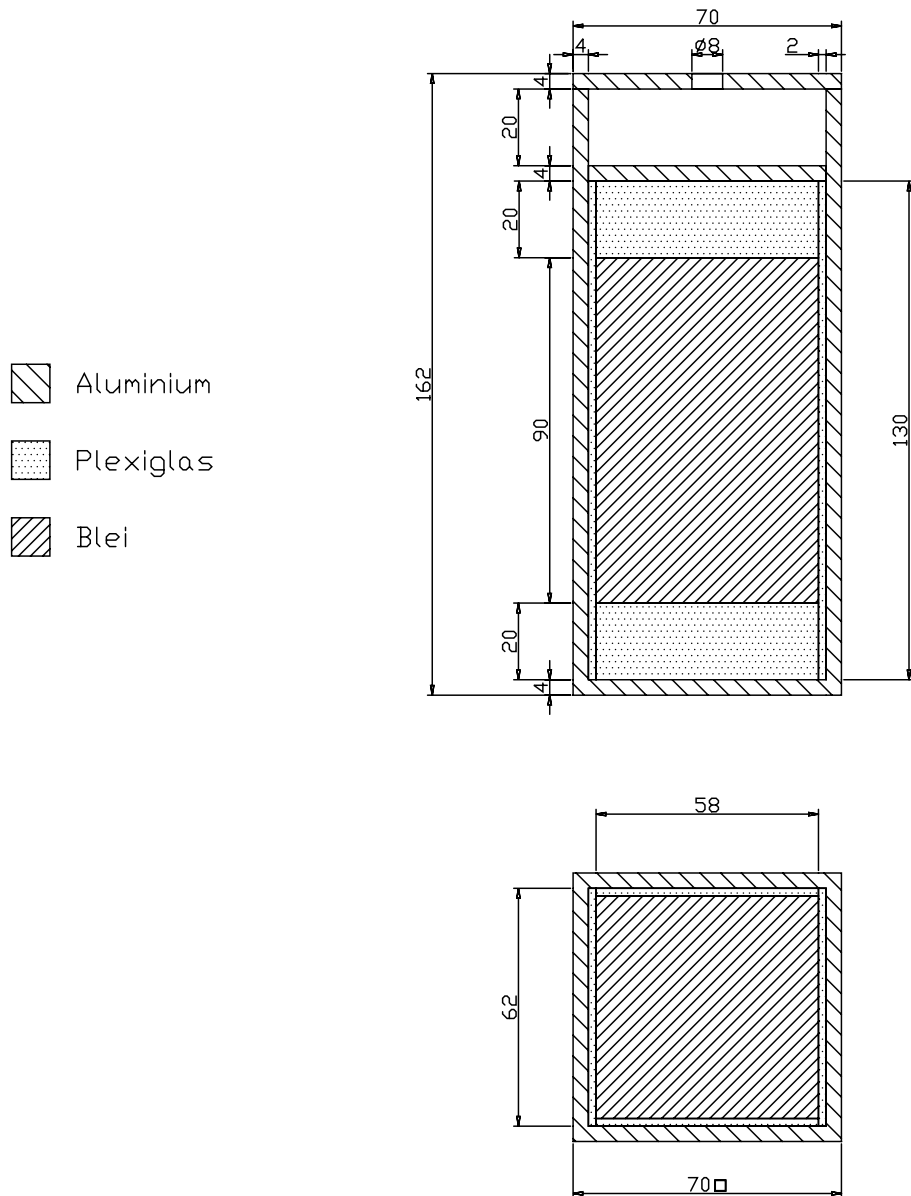


Abb. A.1: Technische Zeichnung einer Comptondiode.

B Schaltung zur Strom-Spannungswandlung und Signalverstärkung

Wie bereits in Abschnitt 6.4 dargelegt, muss die Signalwandlerschaltung einen Wandlungsfaktor von 1 V/1 nA und eine Tiefpass-Zeitkonstante von 10 ms aufweisen. Das Schema der realisierten Schaltung ist in Abb. B.1 gezeigt. Sie besteht aus einem Operationsverstärker in invertierender Beschaltung mit Rückkopplung. Hierbei wurde der Operationsverstärkerbaustein LMC6081 von National Semiconductor gewählt, der sich durch eine niedrige Offsetspannung und eine Toleranz von Versorgungsspannungen zwischen 4 V und 15 V auszeichnet. Die abgebildete Schaltung wandelt den Comptonstrom $I_{Compton}$ am invertierenden Eingang des Operationsverstärkers in eine Spannung $U_{Signal} = -I_{Compton}R_f$, wobei R_f die Größe des ohmschen Rückkopplungswiderstands ist. Aus dem geforderten Strom-Spannungs-Wandlungsfaktor folgt $R_f = 1 \text{ G}\Omega$.

Die gesamte Wandlerschaltung aus Abb. B.1 besitzt Tiefpasseigenschaften. Die Kapazität C_f und der ohmsche Widerstand R_f in der Rückkopplungsschleife bestimmen die Zeitkonstante des Tiefpasses zu $\tau = R_f C_f$, woraus sich $C_f = 10 \text{ pF}$ ergibt. Das Schema der asymmetrischen Spannungsteilerschaltung ist in Abb. B.2 dargestellt.

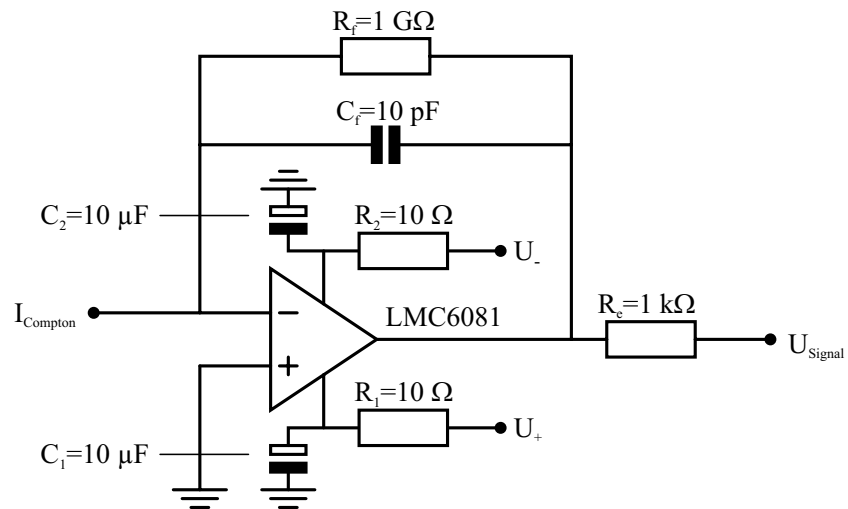


Abb. B.1: Schaltplan der Strom-Spannungswandlerschaltung mit Verstärkung für die Compton diode.

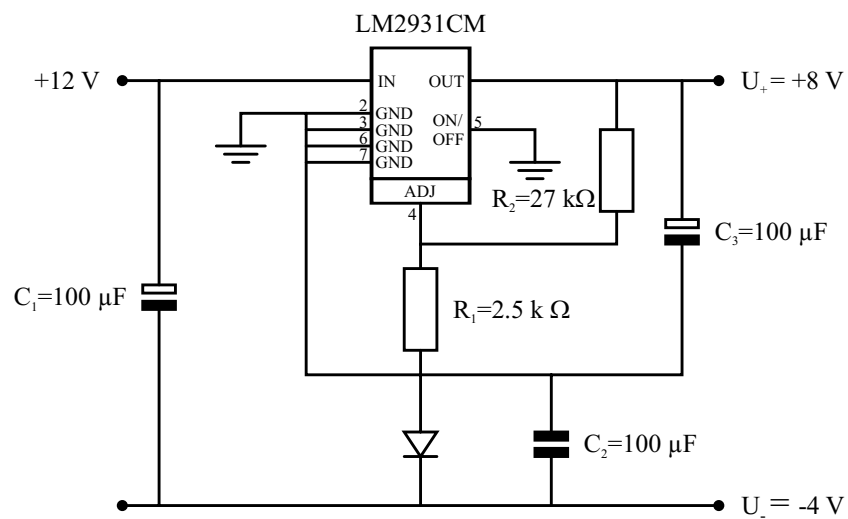


Abb. B.2: Schaltplan der asymmetrischen Spannungsteilerschaltung für die Compton diode.

C Übersicht über den optischen und thermischen Simulationsablauf

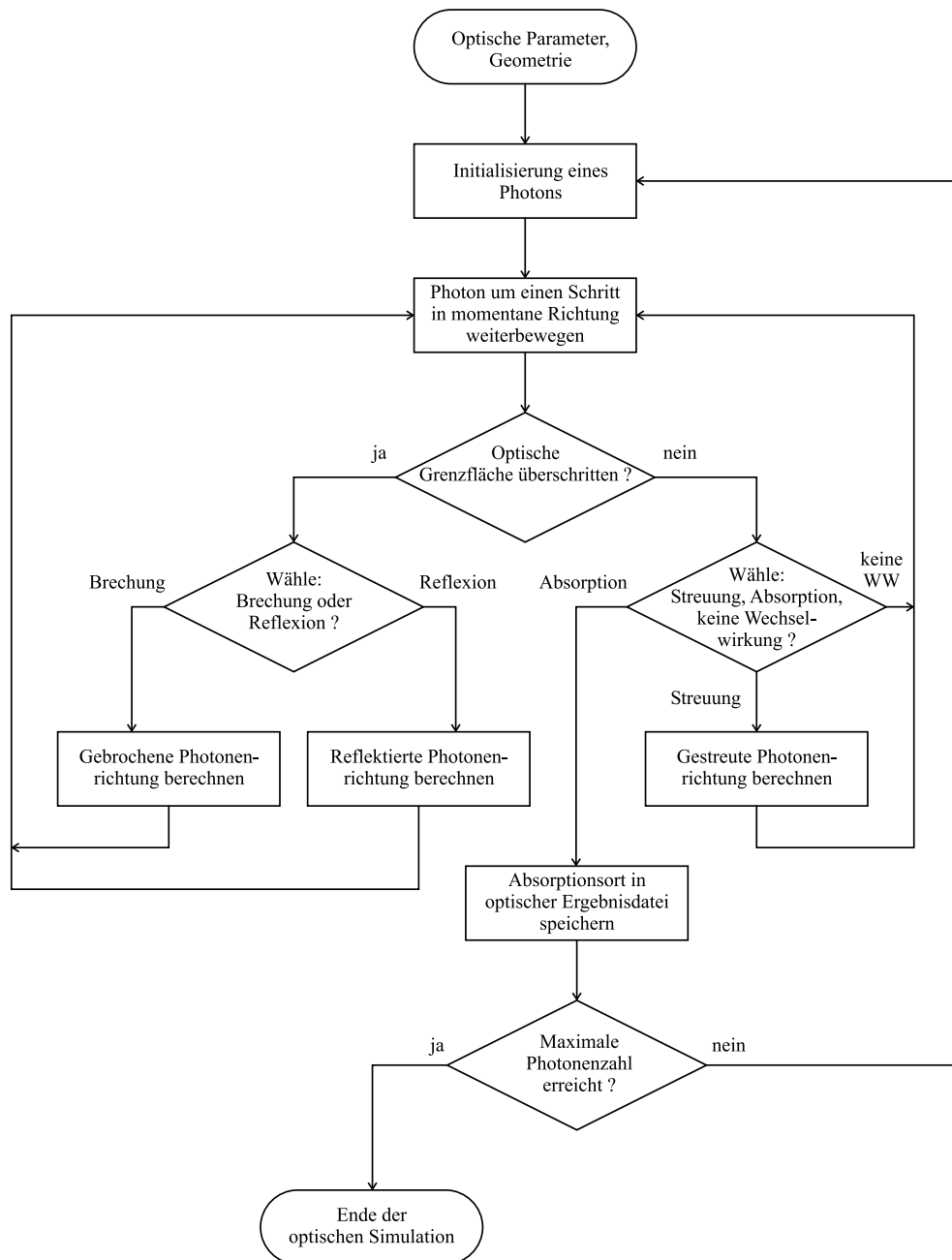


Abb. C.1: Flussdiagramm der optischen Simulation.

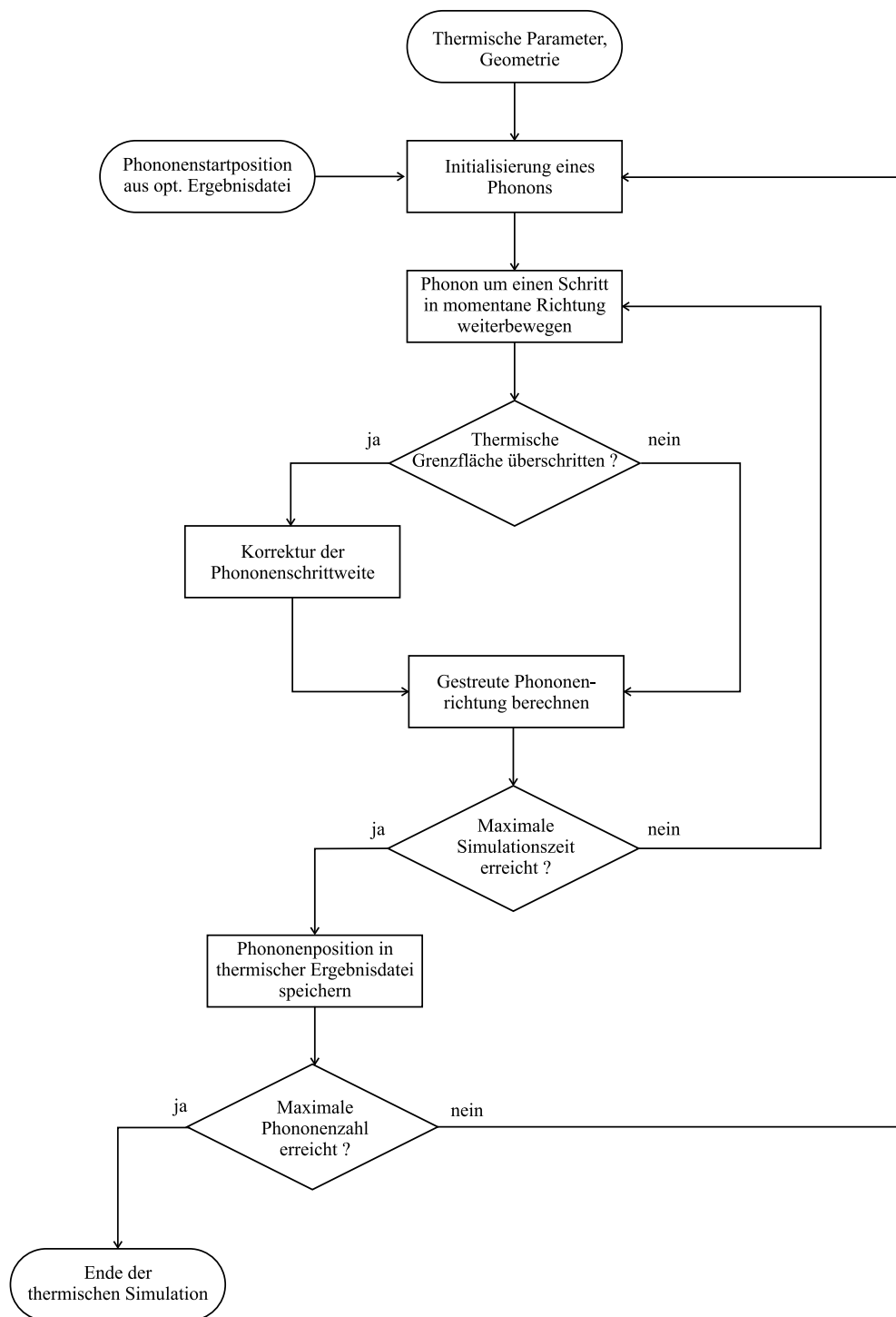


Abb. C.2: Flussdiagramm der thermischen Simulation.

Literatur

- [1] R. Eichhorn, *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemessung am S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt (1999).
- [2] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, Proc. of the Fifth EPAC, Eds. S. Meyers, A. Pacheco, R. Pascual, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, IOP Publishing, Bristol (1996) 110.
- [3] M. Brunken, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, A. Lenhardt, H. Loos, J. Mühl, M. Platz, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, S. Watzlawik, S. Döbert, *Latest Developments from the S-DALINAC*, Proc. of the 20th Intern. LINAC Conference, Ed. A. W. Chao, S.L. Yu, R.D. Ruth, SLAC-R-561 (2000) 152.
- [4] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, Physikalische Blätter 54 (1998) 31.
- [5] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, *First Lasing of the Darmstadt CW Free Electron Laser*, Proc. of the 20th Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A 429 (1999) 21.
- [6] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, H. Loos, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, *Operation of the S-DALINAC, related Topics and Developments*, Proc. of the 9th Workshop on RF Superconductivity, Los Alamos Report LA-13782-C (2000) 65.
- [7] P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, *Real photon scattering up to 10 MeV: The improved facility at the Darmstadt electron accelerator S-DALINAC*, Nucl. Instr. Meth. A 423 (1999) 480.
- [8] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, *Measurement of the dipole and electric quadrupole strength distribution up to 10 MeV in the doubly magic nuclei ^{40}Ca and ^{48}Ca* , Phys. Rev. Letters 85 (2000) 274.

- [9] P. Mohr, C. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges, *Experimental simulation of a stellar photon bath by bremsstrahlung: The astrophysical γ -process*, Phys. Lett. B 488 (2000) 127.
- [10] J. Freudenberger, H. Genz, V.V. Morokhovskii, V.L. Morokhovskii, U. Netting, A. Richter, R. Zahn, J.P.F. Sellschop, *Lineshape, linewidth and spectral density of parametric x-radiation at low electron energy in diamond*, Appl. Phys. Lett. 70 (1997) 267.
- [11] V.V. Morokhovskii, K.H. Schmidt, G. Buschhorn, J. Freudenberger, H. Genz, R. Kotthaus, A. Richter, M. Rzepka, P. Weinmann, *Polarization of Parametric X Radiation*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4389.
- [12] M. Brunken, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [13] H. Weise, *Entwicklung, Aufbau und Betrieb eines Hochstrominjektors mit subharmonischem Chopper- und Prebunchersystem für den Freielektronen-Laser am S-DALINAC*, Dissertation, TH Darmstadt (1992).
- [14] V. Schlott, H. Loos, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, A. Richter, M. Thomas, T. Wesp, M. Wiencken, *Electron bunch length measurement at the S-DALINAC FEL facility*, Part. Acc. 52 (1996) 45.
- [15] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner Stuttgart (1992).
- [16] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Second Revised Ed., Springer-Verlag Berlin (1994).
- [17] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Second Edition, John Wiley & Sons, New York (1989).
- [18] NIST Standard Reference Database 8 (XGAM), <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [19] R.A. Schlembach, *Entwicklung und Aufbau eines Compton-Monitors zur Überwachung des Strahlungsuntergrundes am neuen Darmstädter supraleitenden 130 MeV Elektronenbeschleuniger und Umstellung einer Datenverwaltung auf ein Datenbanksystem*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (1991).

- [20] Office of Civil Defence, *High level passive radiation monitor: The solid Compton recoil electron detector*, Report No. TE4079-179-68, Washington (1968).
- [21] F. Masse, Massachusetts Institute of Technology, private Mitteilung (1989).
- [22] B. Gross, *Compton Diodes*, Zeitschrift für angewandte Physik, Bd. 30, Heft 5 (1971).
- [23] I. Katz, A.S. Penfold, *Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption*, Rev. Mod. Physics 24 (1952) 28.
- [24] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Co., New York (1955).
- [25] C.M Lederer, J.M Hollander, I. Perlman, *Table of isotopes*, Sixth Edition, John Wiley & Sons, New York (1978).
- [26] B. Gross, J. Dow, S.V. Nablo, *Charge buildup in electron-irradiated dielectrics*, J. Appl. Phys. 44 (1973) 2459.
- [27] FLUKA-Autoren: A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, P. Sala, <http://fluka.web.cern.ch/fluka>.
- [28] A. Leuschner, DESY Hamburg, private Mitteilung (2000).
- [29] M.M. Conrad, *Mod 3 Family of Production Compton Diodes*, SLAC Report SLA-73-0979 (1974).
- [30] E.L. Tolman, *O(S)S-10 Dielectric Compton Detector Development Report*, EG&G Report 1183-1174 (1965).
- [31] *Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators*, Int. Atomic Energy Agency, Techn. Reports Series No. 188, Vienna (1979).
- [32] *TESLA Technical Design Report*, Eds. F. Richard, J.R. Schneider, D. Trines, A. Wagner, DESY 2001-011 (2001).
- [33] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, John Wiley & Sons, New York (1998).

- [34] P. Michel, A. Büchner, P. Evtushenko, F. Gabriel, U. Lehnert, C. Schneider, J. Teichert, J. Voigtländer, *First operation of the ELBE super-conducting electron linear accelerator*, Proc. of the 23rd Intern. FEL Conference, unveröffentlicht.
- [35] T.H. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, Nature 187 (1960) 433.
- [36] C.J. Campbell, M.C. Rittler, C.J. Koester, *The optical maser as a retinal coagulator: an evaluation*, Am. Acad. Ophtalmol. Otolaryngol. 67 (1963) 58.
- [37] L. Goldman, P. Hornby, R. Mayer, B. Goldman, *Impact of the laser on dental caries*, Nature 203 (1964) 417.
- [38] G.M.H. Knippels, A.F.G. van der Meer, D. Podenas, *Comparison of the optical output from an FEL to that of a mid-infrared OPG/OPA*, Proc. of the 22nd Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A, zur Veröffentlichung eingereicht.
- [39] B. Jean, R. Walker, M. Ostertag, T. Bende, M. Wehrmann, A.F.G. v.d.Meer, K.R. Karsch, *Photoablation in Atherosclerotic Plaque at 9.5 μm with the Free-Electron Laser FELIX*, SPIE Vol. 2681 (1996) 245.
- [40] S. Ogino, K. Awazu, E. Nishimaru, T. Tomimasu, M. Yasumoto, *The free electron laser (FEL) ablation from Tooth dentine*, Proc. of the AFEL97 (1997) 287.
- [41] M. Brunken, L. Casper, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, *Thermal Ablation Studies at the S-DALINAC FEL: A Three-Dimensional Approach*, Proc. of the 22nd Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A, zur Veröffentlichung eingereicht.
- [42] M.H. Niemz, *Laser-Tissue Interactions: Fundamentals and Applications*, Springer-Verlag Berlin (1996).
- [43] G.M. Hale, M.R. Querry, *Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region*, Appl. Optics 12 (1973) 555.
- [44] F.H. Loesel, M.H. Niemz, J.F. Bille, T. Juhasz, *Laser-induced optical breakdown on hard and soft tissues and its dependence on the pulse duration:*

- experiment and model*, IEEE Journal of Quantum Electronics 32(10) (1996) 1717.
- [45] J.M. Auerhammer, R. Walker, A.F.G. van der Meer, B. Jean, *Dynamic behavior of photoablation products of corneal tissue in the mid-IR: a study with FELIX*, Appl. Phys. B 68 (1999) 111.
 - [46] S.G. Bown, *Phototherapy of tumors*, World J. Surg. 7 (1983) 700.
 - [47] A. Roggan, *Dosimetrie thermischer Laseranwendungen in der Medizin*, Eco-med Verlagsgesellschaft AG & Co. KG Landsberg (1997).
 - [48] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Oxford University Press, London (1950).
 - [49] G. Mie, *Pioneering mathematical description of scattering by spheres*, Ann. Physik 25 (1908) 337.
 - [50] L.G. Henvey, J.L. Greenstein, *Diffuse radiation in the galaxy*, Astrophys. J. 93 (1941) 70.
 - [51] E. Hecht, *Optik*, Addison & Wesley Bonn (1989).
 - [52] P. Kubelka, F. Munk, *Ein Beitrag zur Optik der Farbanstriche*, Z. Tech. Phys. 12 (1931) 593.
 - [53] H.C. van de Hulst, *Multiple light scattering*, Academic Press New York (1980).
 - [54] A.N. Takata, L. Zanevald, W. Richter, *Laser-induced thermal damage in skin*, USAF School of Aerospace Med. Brooks AFB, Rep. SAM-TR-77-38 (1977).
 - [55] C. Gerthsen, *Physik: ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen / Gerthsen; Kneser; Vogel*, Springer-Verlag Berlin (1986).
 - [56] M. Alonso, E.J. Finn, *Physik*, Inter European Editions, B. V. (1977).
 - [57] M.L. Copeland, G. Cram, B. Gabella, D. Janson, J.D. Mongin, H.S. Pratisto, S.R. Uhlhorn, G.S. Edwards, *First Human Application of a Free-Electron Laser*, Proc. of the 22nd Intern. FEL Conference (2000).

- [58] S. Khodyachykh, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [59] E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, M.V. Yurkov, *The Physics of Free Electron Lasers*, Springer-Verlag Berlin (2000).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen Personen meinen Dank aussprechen, die durch fachliche oder praktische Unterstützung, Diskussionsbereitschaft und sonstige Hilfestellung zum Entstehen der vorliegenden Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. Dr. h.c.mult. Achim Richter danke ich für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine Unterstützung meiner medizinphysikalischen Weiterbildung. Durch seine stete Förderung meiner Kontakte zu physikalischen und biomedizinischen Kooperationspartnern hat er große Teile der durchgeführten Experimente erst ermöglicht.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. Andreas Zilges und seiner Arbeitsgruppe für experimentelle Hilfe bei den Untersuchungen am (γ, γ') -Messplatz des S-DALINAC. Insbesondere Herrn Dr. Peter Mohr verdanke ich viele Tipps und Hilfeleistungen bei den FLUKA-Simulationen.

Herrn Dr. Hans-Dieter Gräf möchte ich herzlich dafür danken, dass er mich in freundschaftlicher Weise in den Jahren unserer Zusammenarbeit an seinem großen physikalisches Wissen teilhaben hat lassen und dadurch meine fachliche Ausbildung wesentlich mitgeprägt hat. Herrn Dr. Harald Genz danke ich für sein stetes Interesse an biophysikalischen Anwendungen des FEL und der Unterstützung der Experimente.

Bei Herrn Prof. Dr. Franz-Josef Bille und seiner Arbeitsgruppe sowie Herrn Prof. Dr. Markolf Niemz bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit bei den Laser-Gewebe-Wechselwirkungsuntersuchungen.

Bei Herrn Dr. Hans Weise und dem TTF-Team möchte ich mich für die Einladung zu Messungen am TTF-Beschleuniger und die herzliche Aufnahme bedanken. Herrn Dr. Peter Michel und dem ELBE-Team sei gedankt für die Einladung zu Experimenten am ELBE-Beschleuniger und die freundschaftliche Kooperation.

Herrn Dr. Jürgen Ahrens aus Mainz danke ich für Diskussionen zur Bremsstrahlungsdetektion und die freundliche Bereitstellung einer Ionisationskammer. Herrn Dr. Manfred Mutterer und Herrn Jürgen von Kalben danke ich für Hilfe bei den

PIN-Dioden-Messungen. Bei Herrn Dr. Peter von Neumann-Cosel und Herrn Professor Rangacharyulu bedanke ich mich für Diskussion und Anregungen rund um die Comptondiode.

Frau Rita Frank-Bauer und Frau Gabi Wenz, Fachbereich Biologie, sei gedankt für ihr Engagement und ihre Bereitschaft zur Erstellung biologischer Präparate.

Bei meinen Kollegen aus der FEL-Gruppe, Herrn Dr. Thorsten Wesp, Herrn Dr. Henrik Loos, Herrn Dipl.-Phys. Marco Brunken und Herrn Dipl.-Phys. Sergey Khodyachykh bedanke ich mich für die freundschaftliche Zusammenarbeit in den letzten Jahren. Insbesondere Marco und Sergey gilt mein Dank für ihre rege Kooperation und Unterstützung der Laser-Experimente.

Für Rat und Tat in allen Fragen zu Elektronik und Computern möchte ich mich bei Herrn Dr. Otto Titze, Frau Dr. Simone Richter, Herrn Dipl.-Phys. Markus Platz, Herrn Dipl.-Phys. Alexander Lenhardt, Herrn Dipl.-Phys. Wolfgang Beinhauer und Herrn cand.phys. Michael Hertling bedanken.

Bei meinen Kollegen aus der Beschleunigergruppe, Herrn Dr. Andreas Stascheck, Herrn Dipl.-Phys. Uli Laier, Herrn Dipl.-Phys. Steffen Watzlawik, Herrn Dipl.-Phys. Micha Gopych, Herrn Dipl.-Phys. Stefan Kostial und Herrn Dipl.-Phys. Timo Hartmann möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und ihre Fähigkeit, auch harte Tage mit Humor zu nehmen, bedanken.

Vielen weiteren Mitgliedern des Instituts aus verschiedenen Arbeitsgruppen, der mechanischen und elektronischen Werkstatt und der Beschleuniger-Betriebsgruppe danke ich für kollegiale Hilfe und Unterstützung.

Bei der Mittwochs-Aktionsrunde, der ich gelegentlich beiwohnte, möchte ich mich für viele schöne Abende im Kollegenkreis bedanken.

Last, but not least — mein herzlicher Dank gilt auch meinen Eltern und meiner Frau, die mich auf meinem Weg durch die Physik ermuntert und begleitet haben.

Die vorliegende Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem DFG Graduiertenkolleg 410/2-01 „*Physik und Technik von Beschleunigern*“ und der DFG Forschergruppe FOR 272/2-1 „*Untersuchungen von Vielteilcheneffekten in Atomkernen mit Elektronen und Photonen am S-DALINAC und die damit verbundene Weiterentwicklung des Beschleunigers*“.

Lebenslauf

Bernd Schweizer

9. November 1970	Geboren in Erbach im Odenwald
1977 – 1981	Grundschule in Michelstadt
1981 – 1983	Förderstufe in Michelstadt
1983 – 1990	Gymnasium in Michelstadt
Juni 1990	Abitur
1990 – 1991	Wehrdienst in Bexbach und Darmstadt
1991 – 1997	Studium der Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt
März 1997	Abschluss des Studiums mit Diplom
seit Mai 1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kern- physik der Technischen Universität Darmstadt

Erklärung:

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im November 2001